

ÉTUDE DU TRANSPORT D'ÉNERGIE THERMIQUE DANS LES PLASMAS DU TOKAMAK À CONFIGURATION VARIABLE AU MOYEN DE CHAUFFAGE ÉLECTRONIQUE CYCLOTRONIQUE

THÈSE N° 3618 (2006)

PRÉSENTÉE LE 17 NOVEMBRE 2006

À LA FACULTÉ DES SCIENCES DE BASE

CRPP Association Euratom

SECTION DE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

Yann CAMENEN

DEA Physique et Technologie des Grands Instruments, Université de Paris XI, France
de nationalité française

acceptée sur proposition du jury:

Prof. R. Schaller, président du jury
Dr MER A. Pochelon, directeur de thèse
Prof. L. Villard, rapporteur
Dr F. Ryter, rapporteur
Dr G.T. Hoang, rapporteur



ÉCOLE POLYTECHNIQUE
FÉDÉRALE DE LAUSANNE

Lausanne, EPFL

2006

Version abrégée

Le développement de la fusion thermonucléaire contrôlée, une source d'énergie adaptée à la production d'électricité à grande échelle et dont les ressources sont quasiment illimitées, fait partie des objectifs principaux de la recherche en physique des plasmas. Une des voies explorées, particulièrement prometteuse à ce jour, consiste à exploiter des machines toroïdales appelées tokamaks pour créer des plasmas, les confiner à l'aide de champs magnétiques intenses et les chauffer jusqu'à des températures dépassant cent millions de degrés. Afin d'atteindre de telles températures et de les maintenir suffisamment longtemps pour que les particules chargées du plasma subissent de nombreuses réactions de fusion, il est primordial que l'énergie de chauffage reste bien confinée. Qui plus est, dans la perspective d'une utilisation efficace de la fusion thermonucléaire contrôlée à des fins industrielles, il est également essentiel de maximiser le confinement de l'énergie, ceci pour pouvoir atteindre les températures requises à l'aide d'une puissance de chauffage minimale. Dans les plasmas de tokamaks, les pertes d'énergies sont principalement provoquées par le rayonnement des particules et par le transport radial de l'énergie du centre vers le bord du plasma. Les instituts de recherche en physique des plasmas consacrent donc une part conséquente de leurs efforts à l'étude des mécanismes responsables du transport radial dans les tokamaks et à l'exploration de nouveaux régimes de fonctionnement caractérisés par un faible niveau de transport. Le développement et l'optimisation de diagnostics permettant l'étude détaillée des plasmas fait partie intégrante de ces efforts.

La présente thèse, effectuée sur le Tokamak à Configuration Variable (TCV) de Lausanne, comprend la mise en place et l'exploitation d'un détecteur multicanaux de rayons X mous à haute résolution spatiale et temporelle, ainsi que le développement de routines d'inversion tomographique utilisées pour l'analyse des signaux mesurés. Avant son installation sur le tokamak, le détecteur, constitué de deux chambres à fils superposées, a été testé et étalonné à l'aide d'une source X. La position du détecteur a été modifiée de manière à pouvoir observer toute la section du plasma avec une résolution spatiale maximale et optimiser ainsi les performances de la routine d'inversion tomographique. Une tirette mobile a été installée entre le plasma et les chambres à fils et permet désormais de choisir la gamme d'énergie du rayonnement X mou observé en sélectionnant l'absorbant approprié. Ces diverses contributions ont rendu possible l'utilisation du détecteur pour de nombreuses études et en particulier pour la caractérisation spatiale et temporelle de la formation des barrières de transport.

Un des atouts du tokamak TCV est sa capacité à modifier et contrôler la forme de la section du plasma sur une large gamme d'élongations et de triangularités, y compris négatives. Les plasmas allongés possèdent notamment des qualités intéressantes en terme de confinement de l'énergie, limites de courant et de pression. Le contrôle de la position des plasmas allongés est cependant délicat car le taux de croissance de l'instabilité verticale

du plasma augmente avec son élongation. L'effet est encore plus marqué pour les plasmas dont le profil de courant est piqué, tels que les plasmas réalisés à bas courant. L'élargissement du profil de courant est alors indispensable pour pouvoir stabiliser verticalement les plasmas fortement allongés. Au cours de cette thèse, une méthode d'élargissement du profil de courant, basée sur la modification du profil de température par un dépôt localisé de puissance de chauffage EC a été étudiée en détail. Le mécanisme de la méthode a été mis en évidence et les conditions optimales du dépôt de puissance ont été déterminées. L'utilisation de ces conditions optimales a permis l'extension du domaine d'opération de TCV à bas courant vers les hautes élongations. L'élongation maximale atteinte pour les bas courants a ainsi pu être augmentée de plus de 25% et il est désormais possible d'explorer les propriétés du transport dans ces conditions.

La flexibilité du système de chauffage EC de TCV a également été exploitée pour étudier les propriétés du transport radial d'énergie thermique dans les plasmas en mode de confinement standard (mode L). Pour la première fois le gradient normalisé de température électronique a été varié d'un facteur quatre et son influence sur le transport d'énergie thermique a pu être découplée de celle de la température. L'étude montre que le transport d'énergie thermique augmente fortement avec le gradient normalisé de température pour des valeurs comprises entre 6 et 10 environ, puis devient indépendant de ce paramètre. Qui plus est, l'augmentation de la température, ainsi que la diminution de la densité et de la charge effective provoquent une augmentation du transport d'énergie thermique. L'influence de ces trois paramètres peut être regroupée en une dépendance unique sur la collisionnalité du plasma. Les capacités de modification de la forme du plasma de TCV ont ensuite été exploitées pour tester l'influence de la triangularité du plasma. Pour la gamme de paramètres explorés, l'essentiel des variations du transport de l'énergie thermique est décrit par une diminution de la diffusivité thermique vers les triangularités négatives et vers les hautes collisionnalités. En particulier, à collisionnalité constante, le transport d'énergie thermique est deux fois plus faible pour une triangularité négative de -0.4 que pour une triangularité positive de $+0.4$. Par ailleurs, les simulations gyro-fluides et gyro-cinétiques indiquent la présence des instabilités TEM et ITG. Les prédictions de ces simulations sont en bon accord qualitatif avec les dépendances expérimentales du transport d'énergie thermique observées et suggèrent que l'instabilité TEM joue un rôle prépondérant dans le transport d'énergie thermique des plasmas étudiés. L'étude expérimentale effectuée fournit des bases solides pour tester les simulations du transport d'énergie thermique et apporte notamment des éléments nouveaux tels que la saturation du transport d'énergie thermique pour les fortes valeurs du gradient normalisé de température et la dépendance en triangularité.

Mots-clefs : plasma, fusion, tokamak, forme, chambre à fils, élongation, instabilité verticale, électron, énergie, transport, confinement, triangularité, collisionnalité, TEM, ITG.

Abstract

The development of controlled thermonuclear fusion, a quasi-unlimited energy source suitable for large scale electricity production, is one of the main goals of plasma physics research. Among the directions explored to date, the use of toroidal devices called tokamaks to create and confine hot plasmas using strong magnetic fields is particularly promising. The energy used to heat the plasma must remain well confined in order to achieve plasma temperatures higher than one hundred million degrees for a sufficiently long period to obtain numerous fusion reactions. In the frame of efficient electricity production, maximising the energy confinement is also essential to achieve the required temperature with the lowest heating power. In tokamak plasmas, energy losses are mainly due to radiation and radial energy transport from the plasma core to the edge. A significant fraction of plasma physics research is therefore dedicated to the study of radial transport in tokamaks and the exploration of new operation regimes characterised by a low transport level. The development and optimisation of diagnostics used to observe plasmas is also part of this work.

This thesis work, performed on the Tokamak à Configuration Variable (TCV) in Lausanne, covers the implementation and exploitation of a multi-channel soft X-ray detector with high spatial and temporal resolution, together with the development of the tomographic inversion routines used for data analysis. The detector, comprised of two superposed wire chambers, has been tested and calibrated using an X-ray source and then installed onto the tokamak. The position of the detector was chosen such as to observe the whole plasma cross-section with maximum spatial resolution leading to high quality tomographic inversions. A mobile absorber holder was installed between the plasma and the wire chambers. The energy range of the soft X-ray emission observed by the detector was thus chosen by selecting the appropriate absorber. These various features have made possible the use of the detector for numerous studies and in particular for the spatial and temporal characterisation of the plasma internal transport barrier formation.

Plasma shaping abilities covering a wide range of plasma elongations and triangularities, including negative values, are one of the strengths of the TCV tokamak. For instance, plasmas with elongated cross-sections offer higher energy confinement as well as higher plasma current and pressure limits. However, the increase of the plasma vertical instability growth rate with elongation makes the vertical control of elongated plasmas difficult, in particular if the plasma current profile is too peaked. As the current profile is usually peaked for low plasma currents, current profile broadening is required there to achieve high elongation. During this thesis, a current profile broadening method based on temperature profile modification by localised EC heating has been studied in detail. The mechanism of this method has been documented and the optimal conditions for the EC power deposition determined. Using these conditions, the TCV operational space has

been extended towards higher elongation at low current. The highest elongation obtained at low current has been increased by over 25% permitting the exploration of the plasma transport properties in this regime.

The flexibility of the TCV EC heating system has also been used to investigate radial electron heat transport in L-mode plasmas. For the first time, the normalised temperature gradient has been varied by a factor of four and its influence on electron heat transport has been separated from that of the electron temperature. Electron heat transport increases strongly with the normalised temperature gradient, for values between 6 and 10, and then becomes independent of this parameter. In addition, electron heat transport increases with increasing electron temperature, decreasing density and increasing effective charge. The electron heat transport dependence on these three parameters can be cast as a single dependence on the plasma collisionality. TCV shaping abilities have then been used to test the influence of plasma triangularity. The main variations of the level of electron heat transport are described by a decrease of the electron heat diffusivity towards negative triangularity and high collisionality. At constant collisionality, electron heat transport is two times lower at a negative triangularity of -0.4 than at a positive triangularity of $+0.4$. Concerning micro-instabilities, gyro-fluid and gyro-kinetic simulations indicate that TEM and ITG instabilities are at play in these plasmas. The good qualitative agreement between the observed experimental dependencies and the predictions of simulations suggests strongly that the TEM instabilities are involved in the transport of electron heat. The experimental study provides dependable scaling of the electron heat transport on plasma parameters that can now be used to test the prediction of transport simulations. New elements such as the saturation of electron heat transport at high values of the normalised temperature gradient and the decrease of electron heat transport towards negative triangularities have been demonstrated.

Keywords: plasma, fusion, tokamak, shape, wire chamber, elongation, vertical instability, electron, heat, transport, confinement, triangularity, collisionality, TEM, ITG.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte	1
1.2	Description du dispositif expérimental : le tokamak TCV	2
1.2.1	Le tokamak TCV	2
1.2.2	Le système de chauffage EC	3
1.2.3	Reconstruction de l'équilibre magnétique	7
1.2.4	Les diagnostics	9
1.2.5	Résumé	12
1.3	Contributions et structure de la thèse	13
2	DMPX	15
2.1	Principe de fonctionnement des chambres à fils	15
2.1.1	Constituants	15
2.1.2	Détection des rayons X	16
2.1.3	Régimes d'opération	20
2.1.4	Proportionnalité	22
2.2	Description du DMPX et intégration à TCV	23
2.2.1	Description du DMPX	24
2.2.2	Emplacement sur TCV et lignes de visée	25
2.2.3	Réponse en énergie	27
2.2.4	Préamplification, acquisition et bande passante	29
2.2.5	Étalonnage	32
2.3	Analyse des données	33
2.3.1	Données intégrées	34
2.3.2	Emissivité locale : tomographie	37
2.3.3	Mesure de la température électronique	44
2.4	Résumé	45
3	Transport et confinement de l'énergie thermique : la forme du plasma a-t-elle une influence ?	47
3.1	Introduction	47
3.2	Confinement et transport de l'énergie thermique	48
3.2.1	Temps de confinement de l'énergie	48
3.2.2	Diffusivité thermique	48
3.2.3	Instabilités macroscopiques	50
3.2.4	Instabilités microscopiques	51

3.3	Effet géométrique de la forme du plasma et impact des dents de scie sur le confinement	52
3.3.1	Facteur géométrique	52
3.3.2	Dents-de-scie	53
3.4	Variation expérimentale du temps de confinement en fonction de la forme du plasma	55
4	Stabilisation verticale des plasmas de haute élongation par élargissement du profil de courant à l'aide de chauffage EC	59
4.1	Introduction	59
4.2	Estimation du profil de courant	61
4.2.1	Inductance interne	61
4.2.2	Modélisation à l'aide de la théorie néoclassique	62
4.3	Élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC	62
4.3.1	Description des expériences	62
4.4	Réalisation de plasmas à haute élongation et bas courant	65
4.4.1	Description des expériences	65
4.4.2	Optimisation de la méthode d'élargissement du profil de courant .	68
4.4.3	Extension du domaine d'opération de TCV	75
4.5	Résumé	76
5	Étude du transport d'énergie thermique électronique dans des plasmas de forme fixe	77
5.1	Description des expériences	77
5.2	Variation des profils de température et de densité électronique	80
5.3	Évaluation du niveau de transport d'énergie thermique électronique . . .	82
5.4	Effet du gradient normalisé de température électronique	84
5.4.1	Puissance de chauffage constante	84
5.4.2	Température constante	86
5.4.3	Modèle empirique à gradient critique	88
5.5	Effet de la température électronique, de la densité et de la température .	92
5.5.1	Effet de la température	92
5.5.2	Effet de la collisionnalité	92
5.5.3	Retour sur l'effet du gradient normalisé de température	94
5.6	Micro-instabilités	95
5.7	Résumé	98
6	Influence de la triangularité sur le transport d'énergie thermique électronique	101
6.1	Description des expériences	101
6.2	Comparaison détaillée d'un plasma à triangularité positive et d'un plasma à triangularité négative	102

6.3	Effet combiné de la triangularité et de la collisionnalité effective sur le transport d'énergie thermique	105
6.4	Micro-instabilités	108
6.5	Résumé	109
7	Conclusions et perspectives	111

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

Le problème lié à l'augmentation de la demande en énergie et à l'épuisement des ressources au niveau planétaire [1–3] ne peut être résolu qu'en réduisant la consommation mondiale et/ou en exploitant de nouvelles sources d'énergie. Pour le moment, la première option ne semble pas rencontrer un enthousiasme démesuré auprès des gouvernements et davantage d'efforts sont consacrés au développement de nouvelles sources d'énergie. Parmi celles-ci, la fusion thermonucléaire contrôlée, basée sur l'exploitation de l'énergie libérée par la fusion des noyaux de deux atomes légers, offre la possibilité de produire de l'électricité à grande échelle, de manière sûre et quasi-illimitée, à partir de combustibles abondants et également répartis géographiquement, sans production de gaz à effet de serre ni déchets polluants ou nécessitant un stockage à long terme [4]. De tels avantages justifient l'effort international voué, depuis plus d'un demi-siècle, au développement de la fusion thermonucléaire contrôlée. Les défis scientifiques et technologiques rencontrés sont à la hauteur des retombées attendues. Une des principales difficultés provient du fait que les réactions de fusion ont uniquement lieu lorsque l'énergie cinétique des noyaux impliqués dans le processus est suffisante pour surmonter leur répulsion électrostatique. Ainsi, la section efficace de la réaction dont l'utilisation est envisagée en priorité, à savoir la réaction de fusion entre le deutérium et le tritium, n'est significative que lorsque l'énergie cinétique des noyaux de deutérium est supérieure à 10 keV. Qui plus est, cette énergie, équivalente à une température de cent millions de degrés, doit être communiquée à un grand nombre de particules et pendant un temps suffisamment long pour que le taux de réactions de fusion permette la production d'électricité à grande échelle. Aux températures requises, les atomes de deutérium et de tritium sont totalement ionisés et forment un gaz d'électrons et d'ions appelé plasma. Le plasma étant constitué de particules chargées, il est possible de le confiner à l'aide de champs magnétiques. Au cours de la fin des années cinquante et du début des années soixante, une grande variété de machines à confinement magnétiques destinées à créer et confiner des plasmas ont vu le jour [5]. En 1968, l'une d'elle, appelée tokamak et développée à l'Institut Kurchatov [6], montre

des performances nettement supérieures à celles des autres expériences et va rapidement s'imposer comme le concept de machine à confinement magnétique le plus prometteur pour la réalisation de la fusion thermonucléaire contrôlée. De nos jours, seul les stellarators [7] sont considérés comme une alternative aux tokamaks. Depuis l'avènement des premières machines à confinement magnétique, les progrès réalisés dans le domaine de la fusion ont été considérables et ont récemment abouti à l'annonce par la communauté internationale de la construction du réacteur expérimental de fusion ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor [8]). Ce projet est le fruit de négociations entre la Chine, la Corée du Sud, les États-Unis, l'Europe (Suisse incluse), l'Inde, le Japon et la Russie. Il prévoit la construction d'un prototype de réacteur à fusion basé sur le concept du tokamak et capable de produire jusqu'à 0.5 GW de puissance thermique pendant une durée de 500 s. Parallèlement au projet ITER, dont la construction sera achevée en 2016, les différents centres de recherche internationaux poursuivent leurs efforts en vue du développement des connaissances et des technologies nécessaires à la production d'électricité par fusion thermonucléaire. C'est dans ce contexte que s'inscrit le travail de recherche effectué au cours de la présente thèse sur le Tokamak à Configuration Variable (TCV) du Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) de Lausanne.

1.2 Description du dispositif expérimental : le tokamak TCV

Dans cette section, le Tokamak à Configuration Variable, son système de chauffage additionnel et les diagnostics utilisés dans le cadre de cette thèse sont brièvement décrits. Le lecteur souhaitant trouver une description détaillée du fonctionnement d'un tokamak ainsi que des divers systèmes de chauffage et diagnostics qui y sont habituellement utilisés, pourra par exemple se référer à [9] et aux nombreuses références que cet ouvrage contient. Par ailleurs, une synthèse des connaissances actuelles concernant la physique des plasmas confinés magnétiquement a été récemment publiée [10] et contient également de nombreuses références utiles pour une vision d'ensemble du domaine.

Les tokamaks étant des machines toriques, les notions de grand rayon, petit rayon, direction poloïdale et direction toroïdale associées à la géométrie torique sont fréquemment utilisées dans ce document. Leur définition est rappelée dans la figure 1.1.

1.2.1 Le tokamak TCV

Le Tokamak à Configuration Variable [11] est un tokamak de taille moyenne conçu pour étudier l'influence du façonnage de la section poloïdale du plasma sur ses performances. Un schéma du tokamak TCV est représenté dans la figure 1.2. La chambre à vide (A), de grand rayon $R_0 = 0.88$ m, est constituée d'une coque conductrice d'une seule pièce, en acier inoxydable et intégralement recouverte de tuiles de carbone [12]. Sa section, quasiment rectangulaire (0.55×1.55 m), est adaptée à la réalisation de plasmas de

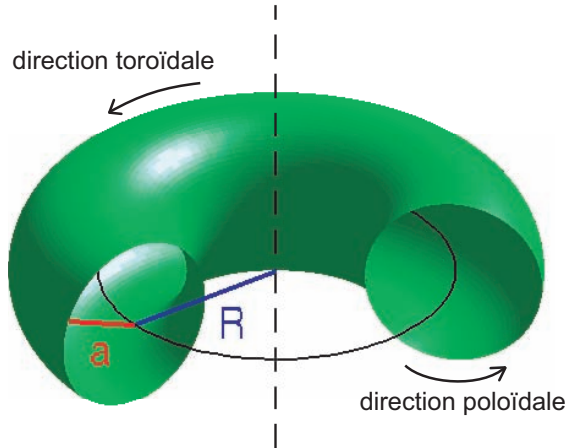


FIG. 1.1 – Définition des notions de grand rayon R , petit rayon a , direction poloïdale et direction toroïdale associées à un tore.

formes variées et les 16 bobines de façonnage (B), alimentées indépendamment les unes des autres, assurent un contrôle de la forme du plasma d'une grande flexibilité. Deux ensembles de bobines toroïdales (C) situées à l'intérieur de la chambre à vide permettent la stabilisation verticale des plasmas dont la section est fortement allongée [13]. Le champ magnétique toroïdal B_T , inversement proportionnel au grand rayon R , est créé à l'aide de 16 bobines poloïdales (D) et peut atteindre 1.54 T au centre de la chambre à vide. Les bobines ohmiques (E) situées dans la colonne centrale constituent le circuit primaire du transformateur et sont utilisées pour induire jusqu'à 1 MA de courant toroïdal dans le plasma. Un échantillon des diverses formes de plasma réalisées sur TCV, illustrant les remarquables et uniques capacités de façonnage du plasma que possède ce tokamak, est représenté dans la figure 1.3.

1.2.2 Le système de chauffage EC

Sur TCV, le chauffage ohmique du plasma, c'est-à-dire le chauffage par effet Joule provoqué par le courant toroïdal, est complété par un système de chauffage additionnel basé sur l'injection localisée de micro-ondes à haute puissance. Les micro-ondes sont générées par des gyrotrons [14]. Leur énergie est transmise aux électrons du plasma lors de l'interaction résonnante entre le champ électrique de l'onde et le mouvement de rotation de l'électron dans le plan perpendiculaire aux lignes de champ magnétique servant à confiner le plasma [15]. Le mouvement de rotation de l'électron autour des lignes de champ magnétique est caractérisé par sa fréquence, la fréquence électron-cyclotron $f_{ec} = \frac{eB}{2\pi m}$, où e est la charge de l'électron, B la norme du champ magnétique et m la masse de l'électron. Dans le cas où les micro-ondes sont injectées perpendiculairement au champ magnétique, l'interaction résonnante intervient lorsque la fréquence des micro-ondes est un multiple de f_{ec} . Ce système de chauffage étant fortement lié au mouvement cyclotronique des

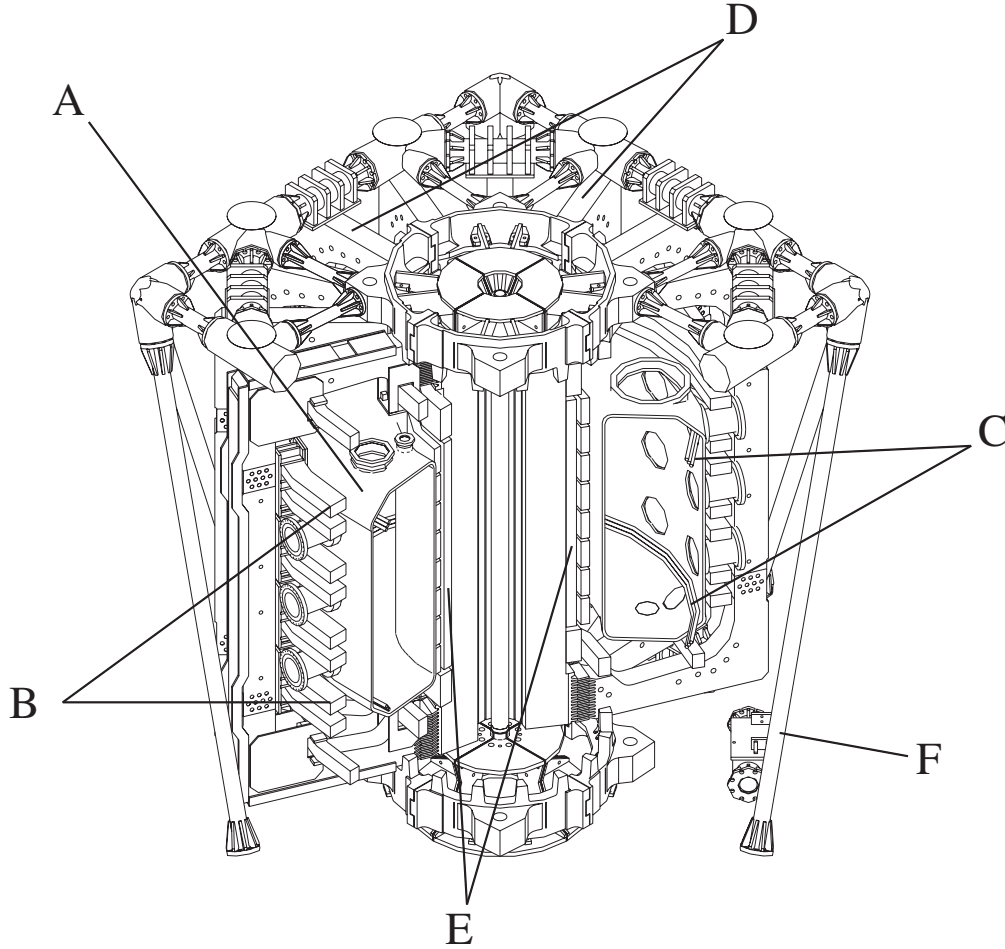


FIG. 1.2 – Schéma représentant les différents éléments du tokamak TCV dont (A) la chambre à vide, (B) les bobines de façonnage, (C) les bobines toroïdales utilisées pour la stabilisation verticale des plasmas allongés, (D) les bobines poloïdales utilisées pour créer le champ magnétique toroïdal, (E) les bobines ohmiques utilisées pour induire le courant plasma, (F) la structure portante.

électrons, il est communément appelé chauffage électron-cyclotron ou chauffage EC. La position radiale de l'interaction résonnante peut être contrôlée en modifiant la valeur du champ magnétique toroïdal B_T .

Le système de chauffage EC du tokamak TCV permet d'injecter dans le plasma une puissance totale de 4.5 MW pendant une durée maximale de 2 s. Il est constitué de neuf gyrotrons délivrant une puissance nominale de 0.5 MW à la fréquence de 82.7 GHz pour six d'entre eux, et à la fréquence de 118 GHz pour les trois autres. Les ondes produites à ces deux fréquences permettent de chauffer les plasmas de TCV, respectivement, à la deuxième et à la troisième harmonique de la fréquence électron-cyclotron, pour les valeurs usuelles du champ magnétique toroïdal. Les ondes EC sont acheminées jusqu'au tokamak par des lignes de transmission constituées de guides d'ondes sous vide, d'une longueur

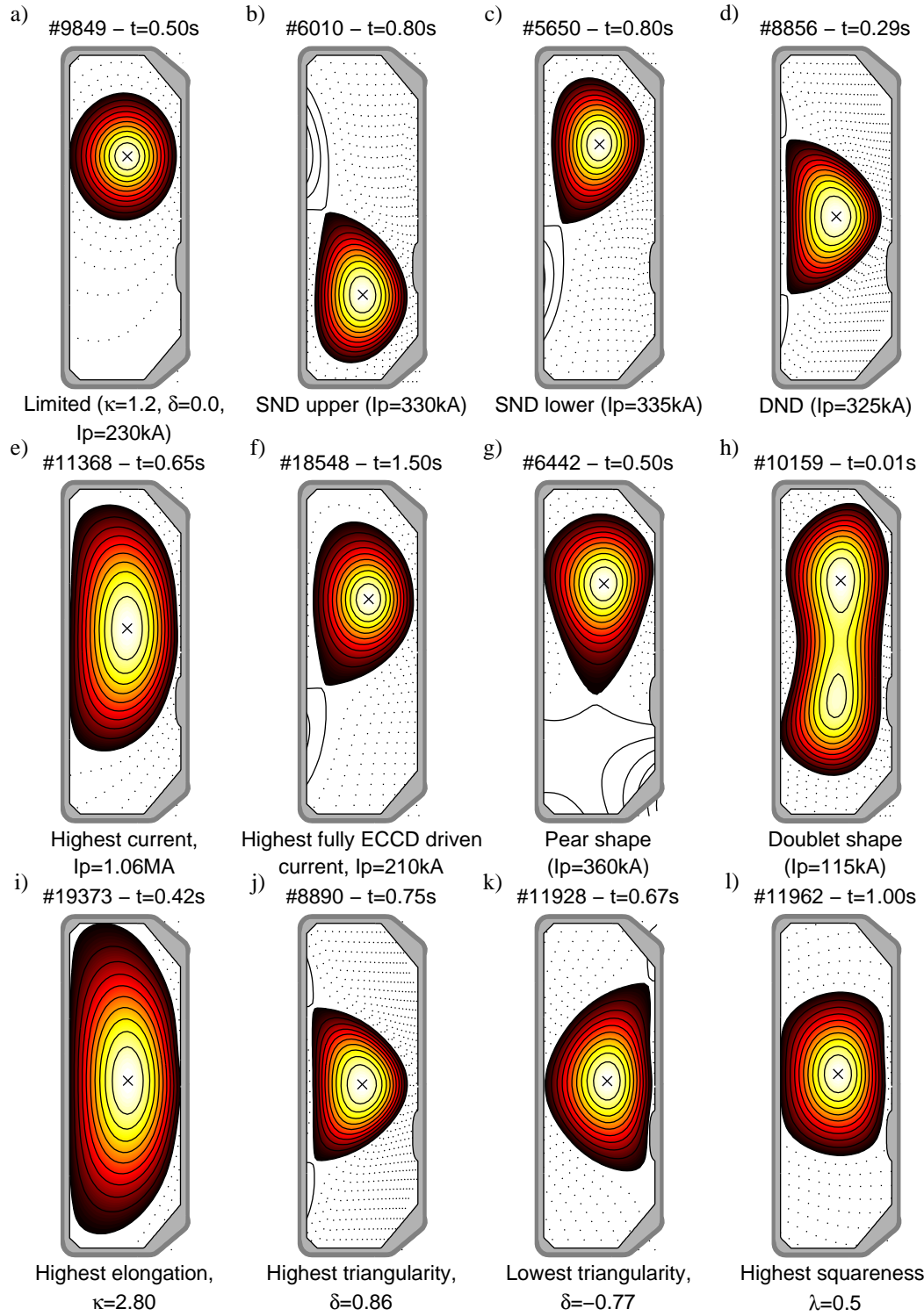


FIG. 1.3 – Échantillon représentatif des différentes formes de plasmas qu'il est possible de réaliser sur TCV. La forme du plasma est déterminée à l'aide du code de reconstruction d'équilibre LIUQE décrit dans la section 1.2.3.

de 30 m environ, puis injectées dans le plasma par des lanceurs constitués de miroirs en Molybdène TZM. L'emplacement des lanceurs sur la chambre à vide est représenté dans la figure 1.4. Les pertes de puissance entre les gyrotrons et l'injection des ondes au niveau du plasma sont inférieures à 7%. Pour un couplage de puissance maximal entre les ondes EC et le plasma, ces dernières sont habituellement polarisées en mode X, c'est-à-dire que le champ électrique de l'onde est perpendiculaire au champ magnétique de confinement. D'autres polarisations telles que le mode O (champ électrique parallèle au champ magnétique) peuvent également être utilisées.

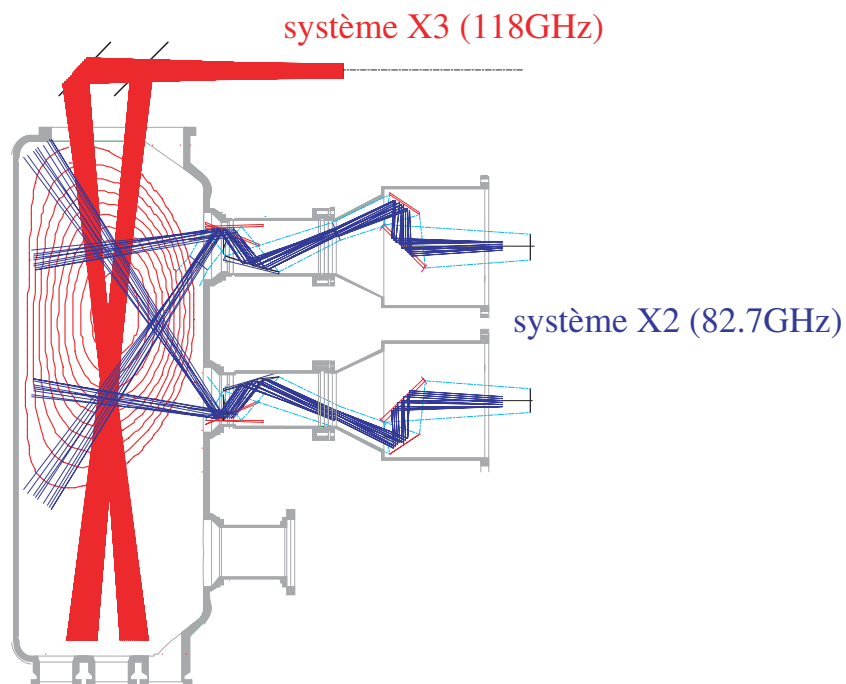


FIG. 1.4 – Emplacement des lanceurs sur la chambre à vide pour le système de chauffage X2 et X3. Pour les lanceurs X2, les deux faisceaux indiquent les bornes du domaine que l'on peut couvrir en variant uniquement l'angle poloïdal d'injection. En changeant l'angle toroïdal d'injection de 180° , il est possible d'atteindre également le haut et le bas de la chambre à vide. Pour le lanceur X3, les deux faisceaux indiquent les bornes du domaine que l'on peut couvrir en variant la position radiale du miroir et l'angle poloïdal d'injection.

La puissance de chauffage générée à la deuxième harmonique (système de chauffage X2 [16], $f = 82.7$ GHz) est injectée dans le plasma par six lanceurs situés sur le côté de la chambre à vide, deux au niveau du plan équatorial et quatre dans la partie supérieure. Ces lanceurs possèdent deux degrés de libertés autorisant la modification en temps réel de l'angle d'injection poloïdal ou toroïdal des ondes EC. La variation de l'angle d'injection poloïdal et/ou la variation du champ magnétique toroïdal B_T permettent de contrôler le lieu du dépôt de puissance et de chauffer localement le plasma en n'importe quelle position. Un angle toroïdal d'injection non nul est utilisé pour générer un courant additionnel dans le plasma [15, 17]. L'utilisation du système de chauffage X2 est limitée aux plasmas

dont la densité est inférieure à la densité de coupure des ondes X2, soit $4.25 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Au delà de cette densité, les ondes X2 ne se propagent plus dans le plasma.

La puissance de chauffage générée à la troisième harmonique (système de chauffage X3 [18], $f = 118 \text{ GHz}$) est injectée dans le plasma par un seul lanceur situé au sommet de la chambre à vide. Les ondes sont lancées verticalement afin d'augmenter leur trajet dans la couche résonnante et de maximiser l'absorption. La modification en temps réel de l'angle poloïdal d'injection des ondes et l'ajustement de la position radiale du miroir entre les plasmas permettent d'adapter l'injection des ondes EC à la position de la résonance électron-cyclotron, elle même déterminée par la valeur du champ magnétique toroïdal B_T . Le dépôt de puissance est moins localisé que pour le système de chauffage X2, mais la densité de coupure est nettement plus élevée et vaut $11.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Le système de chauffage EC de TCV est adapté à la grande variété de plasmas qu'il est possible d'y réaliser. Il permet d'atteindre des densités de puissance de chauffage supérieures à 30 MW/m^3 et d'effectuer un chauffage localisé du plasma avec une grande flexibilité. Les performances de ce système ont notamment permis d'atteindre une température électronique centrale de 18 keV , de soutenir entièrement le courant du plasma par injection d'ondes EC pendant 4 s [19] et de générer 210 kA de courant par injection d'ondes EC [20].

1.2.3 Reconstruction de l'équilibre magnétique

L'équilibre magnétique du plasma est reconstruit toutes les 2 ms par le code LIUQE [21] à partir des mesures du flux du champ magnétique poloïdal effectuées par les sondes situées à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre à vide [22]. Le plasma est supposé axisymétrique et l'équation de Grad-Shafranov [23] est résolue itérativement de manière à obtenir une description du flux du champ magnétique poloïdal qui reproduise le plus précisément possible les mesures magnétiques effectuées. Afin d'augmenter la précision de la reconstruction, le code LIUQE offre la possibilité d'utiliser comme contrainte supplémentaire l'énergie totale du plasma mesurée par une boucle diamagnétique [24], le profil de pression mesuré par le diagnostic de diffusion Thomson (section 1.2.4) et la description de la surface d'inversion des dents-de-scie obtenue par reconstruction tomographique de l'émissivité du rayonnement X (section 1.2.4). Pour les expériences réalisées dans cette thèse, les mesures de la boucle diamagnétique sont systématiquement utilisées pour contraindre la reconstruction de l'équilibre.

La résolution de l'équation de Grad-Shafranov permet de déterminer les surfaces sur lesquelles le flux ψ_p du champ magnétique poloïdal est constant. Les surfaces de flux jouent en effet un rôle essentiel dans la physique des plasmas de tokamak. En particulier, elles contiennent les lignes de champ magnétique et sont des isobares. Une excellente introduction aux propriétés du champ magnétique dans les systèmes de confinement axisymétriques, ainsi qu'une présentation de l'équation de Grad-Shafranov et la définition rigoureuse des surfaces de flux et des différents systèmes de coordonnées associés sont effectuées dans [25]. Nous choisissons ici de repérer les surfaces de flux fermées concentriques

par leur coordonnée radiale ρ définie de la façon suivante :

$$\rho = \sqrt{\frac{V}{V_{\max}}}$$

Dans cette expression, V est le volume délimité par la surface de flux considérée et V_{\max} celui délimité par la dernière surface de flux fermée du plasma. L'axe magnétique du plasma, c'est-à-dire la surface de flux la plus centrale, réduite à une ligne toroïdale, est repéré par la coordonnée $\rho=0$ et la dernière surface de flux fermée par $\rho=1$. La forme du plasma est caractérisée par la géométrie de la dernière surface de flux, décrite entre autres par son petit rayon a_{\min} , son grand rayon R_{mid} , son élongation κ et sa triangularité δ . Ces quatre quantités sont définies à l'aide de la figure 1.5 et des équations ci-dessous :

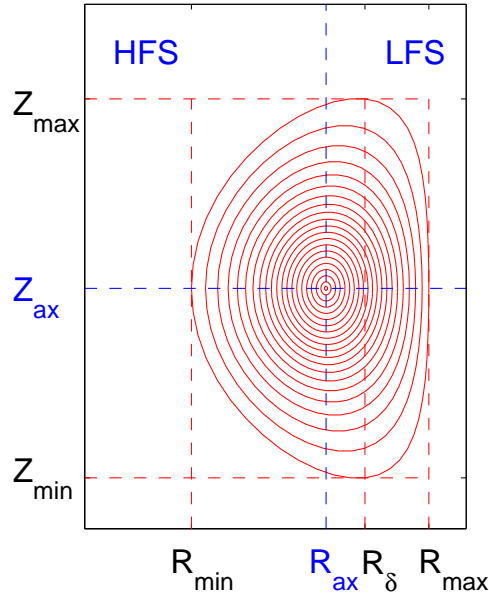


FIG. 1.5 – Définition des quantités utilisées pour caractériser la forme de la section polaire du plasma. Dans cet exemple, $\delta < 0$.

$$\begin{aligned} a_{\min} &= \frac{R_{\max} - R_{\min}}{2} \\ R_{\text{mid}} &= \frac{R_{\max} + R_{\min}}{2} \\ \kappa &= \frac{Z_{\max} - Z_{\min}}{R_{\max} - R_{\min}} \\ \delta &= \frac{R_{\text{mid}} - R_{\delta}}{R_{\max} - R_{\min}} \end{aligned}$$

Lorsque le plasma n'est pas symétrique haut-bas, il est possible de définir une triangularité pour la partie supérieure et une autre pour la partie inférieure du plasma. La triangularité du plasma δ peut être positive ou négative. Pour l'exemple représenté dans

la figure 1.5, la triangularité est négative. La coordonnée R désigne la coordonnée radiale, mesurée horizontalement depuis l'axe de symétrie du tokamak et la coordonnée Z désigne l'altitude, mesurée verticalement depuis le plan équatorial du tokamak. L'axe magnétique du plasma est repéré par ses coordonnées R_{ax} et Z_{ax} . Le Shafranov shift Δ mesure le décalage de l'axe magnétique par rapport au centre du plasma [26] et est défini ainsi :

$$\Delta = R_{\text{ax}} - R_{\text{mid}}$$

Généralement, le Shafranov shift ne dépasse pas quelques pour-cent du petit rayon du plasma, ce qui sur TCV correspond à quelques centimètres. Le côté "champ fort" ou HFS (High Field Side) et le côté "champ faible" ou LFS (Low Field Side) du plasma désignent respectivement les régions du plasma pour lesquelles $R < R_{\text{ax}}$ et $R > R_{\text{ax}}$. Cette appellation provient du fait que le champ magnétique toroïdal est proportionnel à $1/R$ et qu'il est donc plus faible vers l'extérieur du tokamak que vers le centre. La définition de ces diverses quantités sera utilisée tout au long du document.

1.2.4 Les diagnostics

Le diagnostic de diffusion Thomson

Le diagnostic de diffusion Thomson mesure la température et la densité électroniques locales en combinant l'injection d'un faisceau laser dans le plasma et l'observation de la fraction du rayonnement laser diffusée par les électrons libres du plasma. L'analyse spectrale de la lumière diffusée permet d'évaluer la température électronique et l'intensité du rayonnement est reliée à la densité du plasma.

Le diagnostic de diffusion Thomson de TCV [27, 28] utilise trois lasers Nd-Yag, de longueur d'onde $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, dont le taux de répétition est de 20 Hz chacun. Leur trajet dans le plasma est identique et ils peuvent soit être utilisés simultanément, pour un rapport signal-bruit maximum, soit avec un décalage temporel, pour tripler le taux de répétition des mesures. Chaque impulsion laser délivre une énergie de 1 J. La température et la densité sont mesurées localement pour les 25 positions indiquées dans la figure 1.6 et les positions de mesures sont espacées d'environ 4.5 cm. Le diagnostic de diffusion Thomson est le principal diagnostic utilisé sur TCV pour la mesure de la température électronique. La mesure effectuée allie une bonne localisation spatiale à de faibles erreurs systématiques (inférieures à 5%).

L'interféromètre FIR

L'interféromètre FIR (Far Infra Red) est un interféromètre fonctionnant dans l'infrarouge lointain. Il évalue la densité électronique à partir de la variation de phase subie par un faisceau laser lors de la traversée du plasma. Le déphasage, déterminé à l'aide d'un faisceau laser de référence, est en effet proportionnel à l'intégrale de la densité électronique le long du trajet parcouru par le faisceau dans le plasma [29].

L'interféromètre FIR de TCV [30] comporte 14 lignes de visée verticales représentées dans la figure 1.6. Il permet de mesurer la densité électronique, intégrée le long des lignes de visée avec une précision d'environ 1%. La fréquence maximale de réponse des détecteurs est de 750 kHz et l'acquisition des données est habituellement effectuée à 20 kHz. La ligne de visée représentée en pointillé dans la figure 1.6 est utilisée pour le contrôle en temps réel de la densité sur TCV. À partir des mesures de l'interféromètre FIR et des résultats de la reconstruction d'équilibre effectuée par le code LIUQE, il est possible de calculer la densité moyenne le long des différentes lignes de visée. De plus, l'inversion tomographique des données permet de reconstruire le profil de densité. La méthode la plus fréquemment utilisée sur TCV s'appuie sur l'utilisation de fonctions de base déterminées à partir des mesures de diffusion Thomson [31].

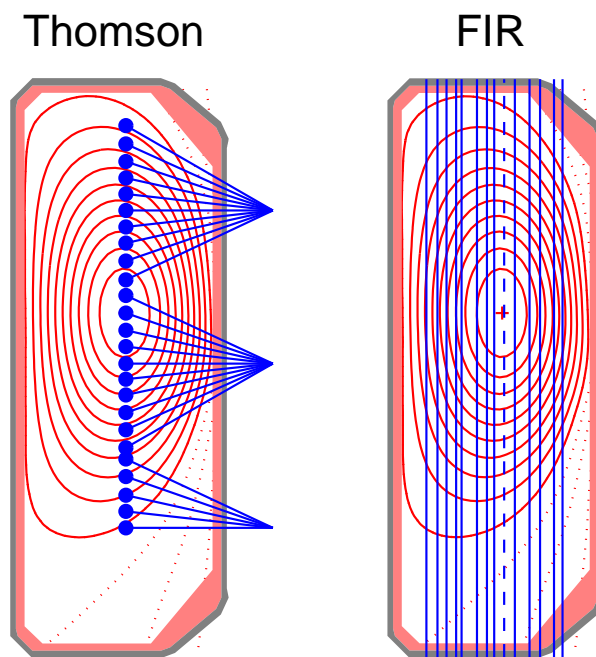


FIG. 1.6 – Lignes de visée du diagnostic de diffusion Thomson et de l'interféromètre FIR. Pour le diagnostic de diffusion Thomson, les points indiquent le volume pour lequel la lumière diffusée est collectée. Pour l'interféromètre FIR, la ligne en pointillé représente la ligne de visée utilisée pour le contrôle en temps réel de la densité des plasmas de TCV.

Le diagnostic d'échange de charge CXRS

Le diagnostic CXRS de TCV (Charge eXchange Recombination Spectroscopy) est basé sur l'analyse spectrale du rayonnement émis lors de l'échange de charge entre des atomes neutres d'hydrogène et les ions C^{6+} du plasma [32]. Il permet de mesurer la température et la vitesse toroïdale des ions C^{6+} en huit positions radiales. Un injecteur de neutre (Diagnostic Neutral Beam Injector [32]) est utilisé pour injecter les atomes d'hydrogène dans le plasma avec une énergie de 50 keV et un angle toroïdal d'injection

de 11.25° . Leur contribution à la rotation du plasma est négligeable.

Les sondes de Mirnov

Les fluctuations du champ magnétique poloïdal sont mesurées à l'aide de sondes de Mirnov placées entre les tuiles de carbone et la chambre à vide [22, 33]. Les bobines constituant les sondes de Mirnov sont disposées en quatre anneaux poloïdaux de 38 sondes chacun et six anneaux toroïdaux. Trois des anneaux toroïdaux sont sur la paroi HFS et comportent 8 sondes chacun. Les trois autres sont sur la paroi LFS et comportent $16 + 1$ sondes chacun. Les mesures des sondes de Mirnov sont utilisées pour la reconstruction de l'équilibre magnétique et pour l'étude de l'activité magnéto-hydro-dynamique du plasma. La fréquence maximale d'acquisition des données est de 1 MHz.

Les diagnostics de détection des rayons X mous

Dans les plasmas de tokamak, le rayonnement X mou, c'est-à-dire le rayonnement X d'énergie typiquement inférieure à 15 keV, est constitué du rayonnement de bremsstrahlung, du rayonnement de ligne et du rayonnement de recombinaison électron-ion [34]. De nombreux diagnostics sont installés sur TCV pour détecter les rayons X mous, chacun ayant des caractéristiques spécifiques en termes de résolution spectrale, temporelle et spatiale. Trois de ces diagnostics ont été utilisés de façon privilégiée lors de cette thèse et leur caractéristiques sont brièvement décrites ici.

- a. Le système bolométrique AXUV [35] est utilisé pour mesurer la puissance totale rayonnée par le plasma dans les basses énergies. Il est constitué de photodiodes possédant la particularité d'être sensibles au rayonnement X d'énergie comprise entre 1 eV et 10 keV et dont la mesure n'est pas perturbée par les particules neutres d'énergie inférieure à 500 eV. L'acquisition des données est effectuée à 100 kHz. Il comporte deux caméras, possédant chacune 16 lignes de visée et une estimation de la puissance rayonnée localement peut être obtenue par inversion tomographique.
- b. Le système XTOMO [36] est utilisé pour mesurer les variations spatiales et temporelles de l'émission de rayonnement X d'énergie comprise entre 1 keV et 15 keV sur toute la section poloïdale du plasma. Le système XTOMO observe le plasma à l'aide de 10 caméras possédant chacune 20 photodiodes, et totalise 200 lignes de visée. L'inversion tomographique des données permet de déterminer les variations de l'émission de rayonnement X avec une résolution spatiale de 3.5 cm et une résolution temporelle de 80 kHz. Le principal atout du système XTOMO est qu'il peut résoudre des variations poloïdales de l'émission de rayonnement X grâce à ses nombreuses caméras.
- c. Le DMPX (Duplex Multiwire Proportional X-ray counter) est également utilisé pour mesurer les variations spatiales et temporelles de l'émission de rayonnement X. Le détecteur, constitué de deux chambres à fils, est sensible au rayonnement X d'énergie comprise entre 3 keV et 30 keV. Il possède deux caméras, la première comportant 64 lignes de visée et la deuxième 32. L'acquisition des données est

effectuée à 200 kHz et la distance entre deux lignes de visée est de 8 mm au niveau du plan équatorial de la chambre à vide. Une description détaillée du DMPX est effectuée dans le chapitre 2.

1.2.5 Résumé

LES PLASMAS DE TCV		
Paramètre	Symbole	Valeur mesurée
Grand rayon de la chambre à vide	R_0	0.88 m
Petit rayon du plasma	a_{\min}	0.255 m
Élongation du plasma	κ	$0.9 < \kappa < 2.8$
Triangularité du plasma	δ	$-0.77 < \delta < 0.86$
Courant total (max)	I_p	1 MA
Champ magnétique toroïdal (max)	B_T	1.54 T
Température électronique centrale (max)	T_e	18 keV
Densité électronique centrale (max)	n_e	$20 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Température ionique centrale (max)	T_i	1.5 keV

LE SYSTÈME DE CHAUFFAGE EC			
Fréquence	Puissance totale	Nombre de gyrotrons	Injection
82.7 GHz (X2)	3 MW	6	latérale
118 GHz (X3)	1.5 MW	3	quasi-verticale

PRINCIPAUX DIAGNOSTICS UTILISÉS PENDANT LA THÈSE			
Nom	Quantité mesurée	Type de mesure	Fréq. d'acquisition
Diffusion Thomson	T_e et n_e	locale 25 points	$3 \times 20 \text{ Hz}$
FIR	n_e	intégrée 14 lignes de visée	20 kHz
CXRS	T_i et v_{tor}	locale 8 points	10 Hz
sondes de Mirnov	B_{pol}	locale sur la chambre à vide	jusqu'à 1 MHz
photodiodes AXUV	rayons X $1 \text{ eV} < E < 10 \text{ keV}$	intégrée 2×16 lignes de visée	100 kHz
XTOMO	rayons X $1 \text{ keV} < E < 15 \text{ keV}$	intégrée 10×20 lignes de visée	80 kHz
DMPX	rayons X $3 \text{ keV} < E < 30 \text{ keV}$	intégrée $64 + 32$ lignes de visée	200 kHz

1.3 Contributions et structure de la thèse

Dans les plasmas de tokamak, les principales pertes d'énergie sont dues au transport radial des particules et de l'énergie thermique, du centre vers le bord du plasma. Le transport radial limite fortement les performances des tokamaks et son mécanisme n'est encore que partiellement compris. L'étude du transport radial, et en particulier la mise en évidence des paramètres qui permettent de réduire son niveau, se situent par conséquent au cœur des recherches actuelles en physique des plasmas. L'objectif principal de cette thèse s'inscrit dans ce contexte et consiste à étudier expérimentalement l'impact de la forme du plasma sur le confinement de l'énergie, et plus précisément, sur le transport radial d'énergie thermique électronique. L'étude exploite les capacités de façonnage du plasma spécifiques au tokamak TCV, notamment la possibilité de réaliser des plasmas de triangularité négative. La difficulté de l'étude réside dans le fait que la modification de la forme du plasma entraîne généralement une modification de nombreux autres paramètres. Afin de mettre en évidence l'effet direct de la forme, les propriétés du transport d'énergie thermique ont donc d'abord été étudiées dans des plasmas de forme fixe. La flexibilité du système de chauffage EC de TCV a alors été utilisée pour explorer une large gamme de conditions de plasma. Après avoir déterminé les principaux paramètres influençant le transport radial à forme fixe, en particulier la collisionnalité, l'influence de la triangularité a été clairement mise en évidence. Le travail effectué au cours de cette thèse couvre également d'autres domaines. Il comprend l'intégration sur TCV et l'exploitation de la deuxième version d'un détecteur de rayons X-mous à haute résolution spatiale ainsi que l'extension du domaine d'opération de TCV basée sur l'optimisation d'une méthode de stabilisation des plasmas fortement allongés par élargissement du profil de courant à l'aide de chauffage EC. La structure du document est la suivante :

- Le chapitre 2 est consacré à la mise en place sur TCV du détecteur de rayons X mous, appelé DMPX et constitué de deux chambres à fils. Après avoir présenté le principe de fonctionnement des chambres à fils, et en particulier leur utilisation en régime proportionnel, une description détaillée du détecteur et de son intégration à TCV est effectuée. La méthode d'inversion tomographique développée pour le DMPX au cours de cette thèse est ensuite décrite. Quelques exemples parmi les diverses études s'appuyant sur le DMPX et les outils d'analyse développés illustrent les performances du détecteur.
- Après une introduction au transport d'énergie thermique électronique, les notions de temps de confinement et de diffusivité thermique sont définies dans le chapitre 3. L'effet de la forme sur le temps de confinement de l'énergie lié à la modification de l'espacement des surfaces de flux et aux instabilités macroscopiques MHD est détaillé. Les expériences préliminaires qui ont motivé l'étude de l'influence de la forme sur le transport radial d'énergie thermique électronique sont également présentées.
- Le chapitre 4 expose l'optimisation de la méthode de stabilisation verticale des plasmas fortement allongés à l'aide de chauffage EC. Cette méthode repose sur l'élargissement du profil de courant provoqué, à courant total constant, par un

- dépôt de puissance EC effectué au bord du plasma et a permis d'étendre le domaine d'opération de TCV à bas courant vers les plasmas de haute élongation, $\kappa \sim 2.5$.
- Dans le chapitre 5, les propriétés du transport d'énergie thermique électronique sont étudiées en détail pour des plasmas de forme fixe. Le large domaine de paramètres exploré a permis de découpler l'effet de la température électronique et du gradient normalisé de température. L'effet de la densité et de la charge effective sont également mis en évidence.
 - L'impact marqué de la triangularité sur le transport d'énergie thermique électronique est démontré dans le chapitre 6. L'étude effectuée dans le chapitre précédent permet notamment de séparer l'effet de la triangularité et de la collisionnalité pour une large gamme de plasmas.
 - Les conclusions de ce travail sont exposées dans le chapitre 7.

Chapitre 2

DMPX

Ce chapitre est consacré au DMPX (Duplex Multiwire Proportional X-ray counter), un détecteur multicanaux de rayons X mous constitué de deux chambres à fils opérant en régime proportionnel. Dans un premier temps les propriétés générales des chambres à fils et les spécificités de leur utilisation en régime proportionnel sont exposées. Les caractéristiques du DMPX et son intégration à TCV sont ensuite décrits en détail, puis les méthodes utilisées pour l'analyse des données et quelques exemples illustrant les performances du détecteur sont présentés.

2.1 Principe de fonctionnement des chambres à fils

Les rayons X dont les photons ont une énergie inférieure à 50 keV interagissent principalement avec les atomes constituant la matière par absorption photoélectrique. Lors de ce processus, le photon incident est absorbé par l'atome et provoque son ionisation. La création de charges électriques libres qui en résulte est exploitée pour la détection des rayons X mous dans de nombreux types de détecteurs, notamment les chambres à fils. Pour une étude détaillée du rayonnement X, de son interaction avec la matière et de ses différentes méthodes de détection, le lecteur pourra se référer à [34] et [37].

2.1.1 Constituants

Une chambre à fils est essentiellement constituée d'une enceinte étanche contenant le gaz de détection, d'une ou plusieurs anodes et de deux cathodes. Ces éléments sont représentés dans la figure 2.1. L'enceinte étanche peut être scellée une fois que le gaz de détection y a été introduit ou comporter deux ouvertures permettant au gaz de détection de circuler en flux continu. Les rayons X pénètrent dans le volume de détection à travers une fenêtre généralement composée d'un matériau de faible numéro atomique, comme le béryllium, afin d'être transparente aux photons de basse énergie. Les anodes sont constituées de fils métalliques de très faible diamètre, typiquement $25\text{ }\mu\text{m}$, situés à mi-hauteur de la chambre à fils dans un plan parallèle aux cathodes. Les cathodes sont constituées par le corps de la chambre à fils ou par deux plaques ou grilles parallèles,

situées de part et d'autre du plan contenant les anodes. Une source de tension continue permet d'appliquer un champ électrique entre les anodes et les cathodes de la chambre à fils. En général, les anodes sont toutes au même potentiel électrique.

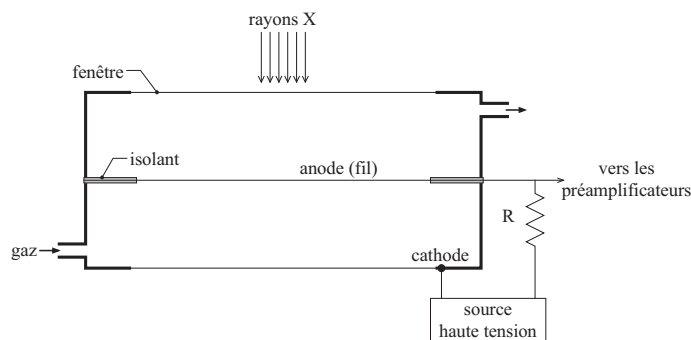


FIG. 2.1 – Schéma de principe d'une chambre à fils. Vue latérale.

2.1.2 Détection des rayons X

Production et amplification de charges électriques

Dans une chambre à fils, la détection des rayons X est basée sur la production de charges électriques libres lors de l'interaction entre les photons incidents et le gaz de détection. L'amplification par avalanche de ces charges électriques permet ensuite la mesure d'un signal électrique. Les différentes étapes de ce processus sont résumées dans la figure 2.2 et décrites dans ce paragraphe.

Lorsqu'un photon arrive sur la chambre à fils, il va, si son énergie est suffisante, traverser la fenêtre de la chambre et pénétrer dans le volume de détection. Par la suite, deux cas de figure se présentent : soit le photon traverse la chambre à fils sans interaction avec le gaz de détection, soit il subit une absorption photoélectrique dans le gaz de détection. L'absorption photoélectrique n'a lieu que si l'énergie du photon incident est supérieure au potentiel d'ionisation du gaz de détection. Si cette condition est réalisée, la probabilité d'absorption des photons incidents diminue avec leur énergie et augmente avec le numéro atomique du gaz de détection et l'épaisseur de gaz de détection traversée. Plus l'énergie des rayons X que l'on cherche à détecter est élevée, plus on choisira un gaz de détection à numéro atomique élevé.

Lorsqu'un photon est absorbé par un atome du gaz de détection, son énergie est transférée à l'atome et provoque son ionisation : une paire électron-ion est créée. L'électron libre produit est appelé photo-électron ou électron primaire. Son énergie E_1 est égale à l'énergie du photon incident E_0 moins le potentiel d'ionisation du gaz de détection E_i . En général, l'énergie du photon incident est beaucoup plus grande que le potentiel d'ionisation du gaz de détection et l'énergie initiale du photo-électron sera quasiment égale à celle du

photon incident : $E_1 \sim E_0$. Le photo-électron s'éloigne donc très rapidement du lieu où il a été créé et la recombinaison immédiate de la paire électron-ion est très peu probable.

Le photo-électron perd ensuite son énergie en produisant de nouvelles paires électron-ion par collision avec les atomes du gaz de détection. Les nouveaux électrons libres produits sont appelés électrons secondaires et, à la différence du photo-électron, ont une énergie cinétique initiale quasi-nulle. Leur nombre moyen n est égal à l'énergie du photo-électron divisée par le potentiel d'ionisation effectif du gaz de détection E_i^{eff} . Le potentiel

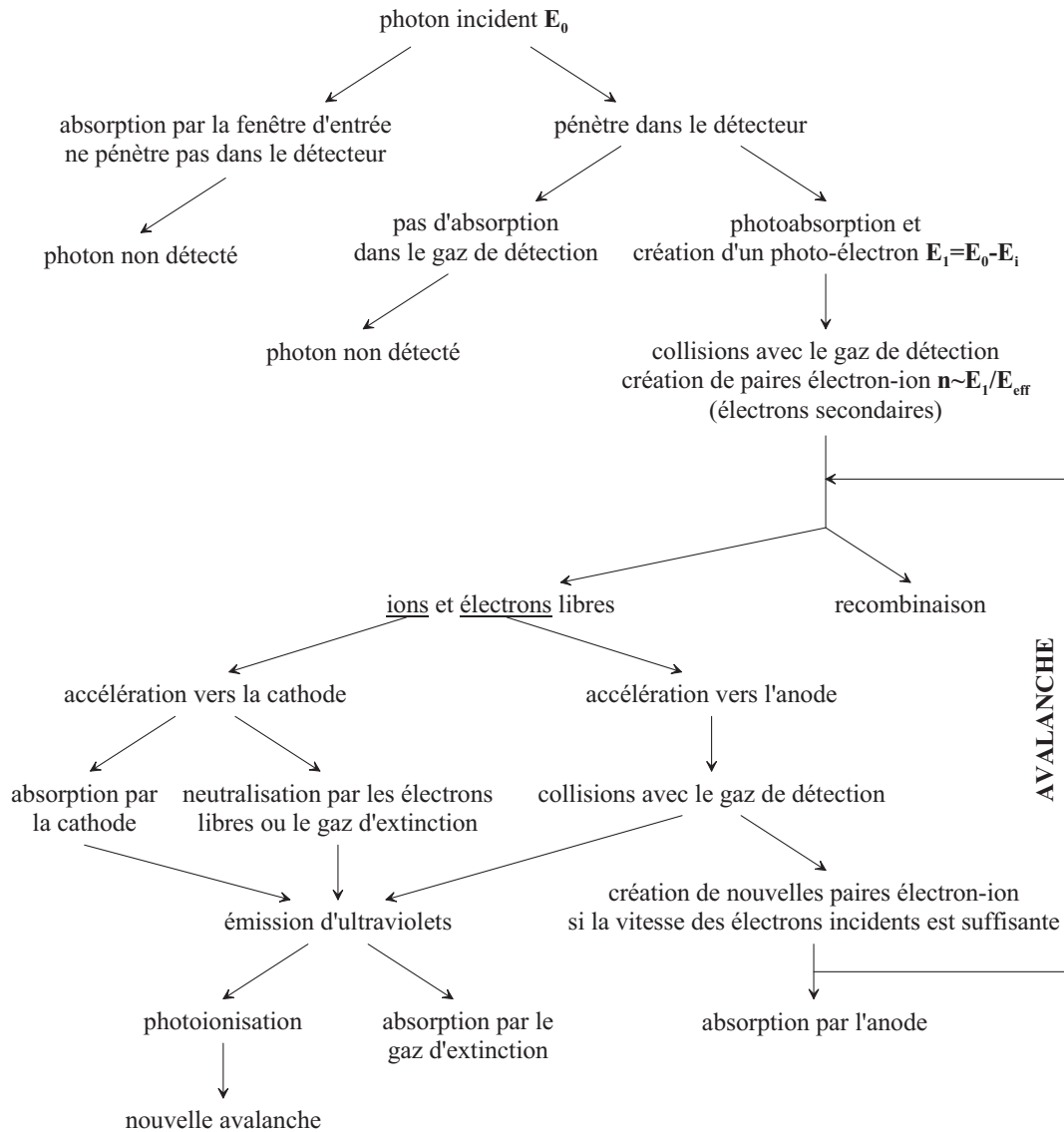


FIG. 2.2 – Principe de détection des rayons X dans une chambre à fils.

d'ionisation effectif prend en compte le fait que plusieurs électrons peuvent être arrachés à l'atome lors d'une collision. Il est de ce fait légèrement supérieur au potentiel d'ionisation et correspond à l'énergie moyenne perdue par le photo-électron à chaque collision avec un atome du gaz de détection. Les électrons et ions secondaires peuvent se recombiner immédiatement pour former un atome neutre, ou être accélérés, en fonction de leur charge,

vers l'anode ou la cathode la plus proche.

Lors de leur dérive vers l'anode, les électrons entrent en collision avec les atomes du gaz. Ces collisions peuvent provoquer l'excitation des atomes suivie d'une émission de rayonnement ultraviolet. Elles peuvent aussi entraîner la création de nouvelles paires électron-ion, si la vitesse de l'électron incident est suffisamment élevée. Les électrons libres alors produits sont à leur tour accélérés et, lorsqu'ils atteignent une vitesse suffisante, engendrent la création de nouvelles paires électrons-ions lors des collisions avec les atomes du gaz. Une réaction en chaîne, appelée « avalanche », se produit, avec d'autant plus d'intensité que le champ électrique est élevé. Dans une chambre à fils, le champ électrique augmente très rapidement au voisinage de l'anode et l'avalanche a donc principalement lieu près de sa surface. Lorsque le détecteur est opéré en mode proportionnel (voir section 2.1.3), l'avalanche est même localisée à proximité de l'anode sur une distance caractéristique de seulement quelques fois le diamètre de l'anode, comme illustré dans la figure 2.3. L'avalanche se termine lorsque les électrons sont collectés par l'anode.

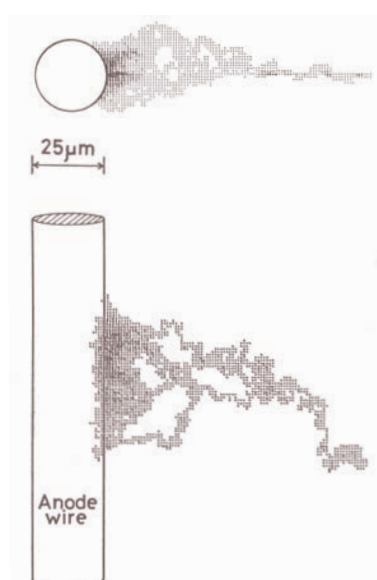


FIG. 2.3 – Vue latérale de l'avalanche déclenchée par un électron secondaire et simulée à l'aide d'une méthode Monte Carlo. Le nuage représente les électrons formés pendant l'avalanche. Extrait de [38].

En raison de leur masse plus élevée, la dérive des ions vers la cathode est beaucoup plus lente que celle des électrons vers l'anode et n'engendre pas la création de nouvelles paires électron-ion par collision. Cependant, lorsque les ions captent un électron, pendant leur dérive ou bien à l'arrivée sur la cathode, ils émettent un rayonnement ultraviolet. Ce rayonnement ultraviolet, tout comme celui émis lors des collisions des atomes du gaz et des électrons accélérés vers l'anode, va, s'il est absorbé par le gaz de détection, provoquer de nouvelles photo-ionisations et des avalanches secondaires. Afin de limiter ce phénomène, un gaz appelé gaz d'extinction est mélangé en faible proportion au gaz de détection. Le gaz d'extinction est généralement composé de molécules organiques et

possède la propriété d'absorber le rayonnement ultraviolet sans être ionisé, ce qui permet d'éviter les avalanches secondaires.

Signal mesuré et réponse temporelle

Du point de vue électrique, une chambre à fils n'est autre qu'un condensateur sous tension monté en série avec une résistance de charge, voir figure 2.4. En notant C la capacité

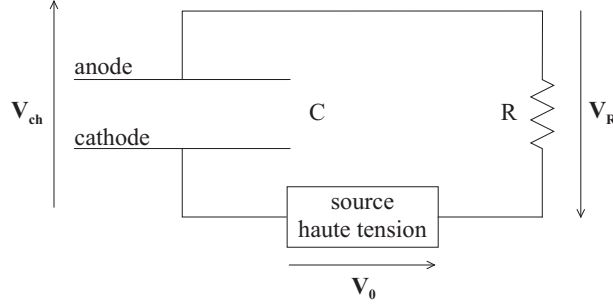


FIG. 2.4 – Schéma électrique équivalent d'une chambre à fils.

de la chambre à fils et V_0 la tension délivrée par la source haute tension, l'énergie stockée par la chambre à fils avant l'interaction d'un photon incident avec le gaz de détection est égale à $\frac{1}{2}CV_0^2$. Suite à l'interaction du photon incident avec le gaz de détection, des paires électron-ion sont créées et accélérées par le champ électrique. L'énergie ΔW gagnée par ces charges électriques l'est au détriment de l'énergie stockée dans le condensateur et entraîne une modification de la tension V_{ch} aux bornes de ce dernier. Tant qu'aucun courant ne circule dans la résistance de charge, la conservation de l'énergie pour le condensateur s'écrit :

$$\frac{1}{2}CV_0^2 = \frac{1}{2}CV_{ch}^2 + \Delta W$$

En général, $V_{ch} \sim V_0$ et comme $V_R = V_0 - V_{ch}$, on obtient :

$$V_R = \frac{\Delta W}{CV_0}$$

La tension mesurée aux bornes de la résistance de charge augmente donc à mesure que le travail effectué par les particules chargées dans le champ électrique de la chambre à fils augmente. Ce travail atteint son maximum quand toutes les charges libres ont été collectées par l'anode et la cathode. Cependant, en fonction de la constante de temps RC du système, un courant va plus ou moins rapidement commencer à circuler dans la résistance de charge et limiter la tension V_R avant de l'annuler totalement. Il est important de noter que le signal détecté provient du travail des particules chargées dans la chambre à fils et apparaît avant même que les électrons et les ions ne soient collectés par l'anode et la cathode.

La majorité des paires électron-ion étant produites lors de l'avalanche, l'essentiel du signal n'est mesuré que lorsque les électrons primaires créés suite à la photo-absorption ont

dérivés jusqu'à la région où l'avalanche se déclenche. Le temps de dérive entre la photo-absorption et le déclenchement de l'avalanche est de typiquement une microseconde pour une dérive des électrons de quelques centimètres. De plus, puisque l'avalanche a lieu près de l'anode, le trajet parcouru par les électrons secondaires dans le champ électrique est extrêmement court comparé à celui des ions. Le travail des ions représente par conséquent la contribution principale au signal mesuré. À l'aide d'un modèle simplifié [37], on peut montrer que plus de 90% du signal détecté provient du travail des ions. Si le temps de réponse du circuit électrique est plus court que le temps de dérive total des ions, typiquement quelques millisecondes, l'amplitude du signal mesuré est alors limitée à la valeur atteinte lorsqu'un courant commence à circuler dans la résistance de charge. L'essentiel du travail effectué par les ions provient toutefois de leur déplacement dans la région de fort champ électrique et la moitié de leur travail total est effectué sur une distance de typiquement 20 fois le diamètre de l'anode, en une fraction de microseconde. Il est donc possible de choisir un temps de réponse du circuit électrique de quelques microsecondes sans diminuer significativement l'amplitude du signal mesuré. On notera aussi que l'amplitude du signal mesuré est proportionnelle à la quantité de charges libres produites dans le détecteur. Le signal électrique initial peut par la suite être amplifié électroniquement.

2.1.3 Régimes d'opération

On définit le coefficient d'amplification gazeuse G d'une chambre à fils comme étant le nombre d'électrons collectés par l'anode pour chaque électron secondaire créé par le photo-électron. Le coefficient d'amplification gazeuse dépend de la tension V_0 appliquée entre l'anode et la cathode de la chambre à fils. Les variations caractéristiques de G en fonction de V_0 sont représentées dans la figure 2.5. On distingue principalement 7 zones ou régimes d'opération :

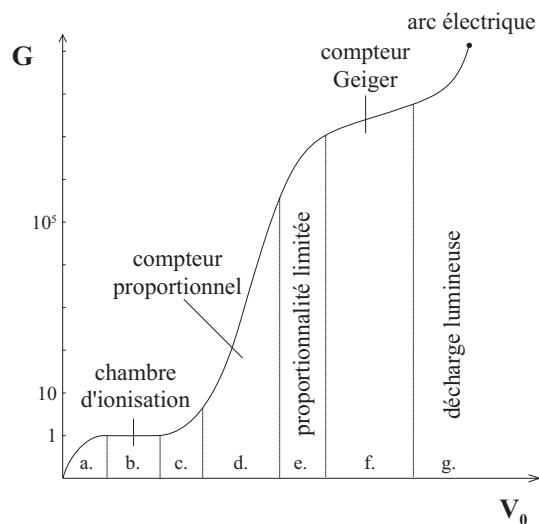


FIG. 2.5 – Coefficient d'amplification gazeuse G d'une chambre à fils en fonction de la tension V_0 appliquée entre l'anode et la cathode : régimes d'opération.

- a. **Zone non-saturée.** La tension V_0 n'est pas suffisante pour empêcher la recombinaison de la plupart des paires électron-ion créées par le photo-électron. Seuls quelques électrons sont collectés par l'anode. Leur nombre augmente avec la tension V_0 . Pour $V_0=0$, toutes les paires électron-ion créées par le photo-électron se recombinent et le coefficient d'amplification gazeuse de la chambre à fils est nul.
- b. **Chambre d'ionisation.** La tension V_0 est maintenant suffisante pour qu'aucune des paires électron-ion créées par le photo-électron ne se recombine, mais trop faible pour que, lors de leur dérive vers l'anode, les collisions des électrons avec les atomes du gaz de détection provoquent des ionisations supplémentaires. Le nombre d'électrons collectés par l'anode est égal au nombre d'électrons secondaires, $G = 1$. Les chambres d'ionisation fonctionnent dans ce régime d'opération.
- c. **Zone de transition.** Dans cette zone, une partie des électrons secondaires vont initier une avalanche lors de leur dérive vers l'anode. Les charges créées lors de l'avalanche sont collectées par l'anode, $G > 1$.
- d. **Compteur proportionnel.** La tension V_0 est désormais suffisamment élevée pour que tous les électrons secondaires provoquent une avalanche. Les avalanches sont localisées à proximité de l'anode et une seule avalanche est créée par électron secondaire. Le coefficient d'amplification gazeuse est élevé, $G \sim 10^2 - 10^5$, et augmente avec V_0 . La charge totale collectée est proportionnelle au nombre d'électrons secondaires, lui même proportionnel à l'énergie du photon incident. Dans ce mode d'opération, le signal mesuré par la chambre à fils est donc proportionnel à l'énergie du photon incident.
- e. **Zone de proportionnalité limitée.** Chaque électron secondaire va maintenant initier plusieurs avalanches, par collisions, par émission d'ultraviolets et par émission d'électrons par l'anode ou la cathode. Les avalanches commencent à interagir entre elles et leur création n'est plus localisée à proximité de l'anode. Le coefficient d'amplification gazeuse dépend de l'énergie du photon incident et la proportionnalité est d'autant plus limitée que V_0 est élevé.
- f. **Compteur Geiger.** V_0 est désormais tellement élevée, que le phénomène d'avalanche est généralisé. De nouvelles avalanches sont déclenchées par les électrons créés par photo-absorption des ultraviolets émis lors de la désexcitation des atomes du gaz, ainsi que par les électrons émis par bombardement électronique de l'anode et bombardement ionique de la cathode. La photo-absorption initiale va donc entraîner l'ionisation de toute la chambre à fils. La décharge ne se termine que grâce à la présence du gaz d'extinction qui va limiter les ionisations dues aux ultraviolets. Le signal mesuré par la chambre à fils est le même pour chaque photon absorbé par le gaz de détection, quelle que soit son énergie.
- g. **Décharge lumineuse et arc.** Si V_0 augmente encore, la décharge provoquée par la photo-absorption initiale ne se termine plus. Les gaz de détection et d'extinction deviennent lumineux. Un arc peut même avoir lieu entre l'anode et la cathode, avec une forte probabilité de détruire le fil d'anode.

2.1.4 Proportionnalité

L'opération des chambres à fils en mode compteur proportionnel présente plusieurs intérêts. Le principal réside dans la proportionnalité entre le signal détecté et l'énergie des photons absorbés par le gaz de détection. La très forte amplification gazeuse est aussi un avantage considérable, car elle permet de réduire l'amplification électronique et le bruit lié à cette dernière. Par ailleurs, en modifiant la tension appliquée entre la cathode et l'anode, il est possible de varier l'amplification gazeuse de la chambre à fils sur plus de trois ordres de grandeur et d'adapter ainsi le détecteur à une grande gamme de flux X incident. La proportionnalité de la chambre à fils repose essentiellement sur le fait que le nombre d'électrons secondaires est proportionnel à l'énergie du photon incident et que le coefficient d'amplification gazeuse est le même pour chaque électron secondaire. En pratique, ces deux points ne sont pas toujours exactement vérifiés et la réponse de la chambre à fils peut s'écarter d'une réponse proportionnelle. Ceci peut en particulier être dû à la fluorescence du gaz de détection et à la topologie du champ électrique.

Fluorescence du gaz de détection

Lorsqu'un photon interagit avec un atome du gaz de détection, il peut :

- a. subir une photo-absorption dans la couche externe de l'atome. Le photo-électron créé va ensuite perdre son énergie en ionisant le gaz de détection par collision. L'énergie d'ionisation d'un électron situé dans la couche externe de l'atome est de l'ordre de quelques dizaines d'électron-volts ce qui est en général négligeable devant l'énergie du photon incident. Le nombre de paires électron-ion créées par le photo-électron est donc quasiment proportionnel à l'énergie du photon incident.
- b. subir une photo-absorption dans la couche K de l'atome, si son énergie est suffisante. Le potentiel d'ionisation d'un électron de la couche K est de l'ordre de quelques milliers d'électron-volts et l'énergie du photo-électron créé sera nettement plus faible que celle du photon incident. Le vide laissé par l'électron expulsé de la couche K va ensuite être comblé par un électron de la couche L. Ce processus s'accompagne de l'émission d'un nouveau photon (fluorescence), d'énergie égale au potentiel d'ionisation d'un électron de la couche K. Le photon émis par fluorescence peut :
 - traverser le gaz de détection sans interaction supplémentaire. Un élément étant relativement transparent à ses propres radiations, ce phénomène est le plus probable. Dans ce cas, le nombre de paires électron-ions produites n'est pas proportionnel à l'énergie du photon incident, mais à l'énergie du photon incident moins le potentiel d'ionisation d'un électron situé dans la couche K.
 - subir une photo-absorption dans la couche externe du nuage électronique d'un autre atome du gaz. Le photo-électron créé va se comporter comme le premier et ioniser le gaz de détection par collision. Le nombre total de paires électron-ion créées est proportionnel à l'énergie du photon incident.
 - être absorbé par l'atome duquel il provient (absorption interne) et produire un

électron Auger ainsi qu'un photon supplémentaire. Ce photon va être absorbé par un autre atome du gaz et produire un deuxième photo-électron. L'électron Auger, ainsi que le deuxième photo-électron, vont se comporter comme le premier photo-électron et ioniser le gaz de détection par collisions. Là encore, le nombre total de paires électron-ion produites est donc proportionnel à l'énergie du photon incident.

Pour résumer, la proportionnalité entre l'énergie du photon incident et le nombre de paires électron-ion produites par le photo-électron est perdue lorsque le photon incident est absorbé dans la couche K d'un atome du gaz et que ce dernier fluoresce. Qui plus est, le détecteur perd alors en efficacité dans la mesure où le photon émis par fluorescence échappe généralement au volume de détection et ne contribue pas à la création de paires électron-ion. La fluorescence n'a lieu que si l'énergie du photon incident est supérieure au potentiel d'ionisation d'un électron de la couche K d'un atome du gaz et est d'autant plus probable que cette énergie est proche du potentiel d'ionisation. La fluorescence d'un élément augmente fortement avec son numéro atomique [34].

Topologie du champ électrique

Le champ électrique à proximité de l'anode dépend fortement du diamètre du fil constituant l'anode. Des irrégularités dans le diamètre de ce fil vont engendrer des perturbations du champ électrique et modifier localement le coefficient d'amplification gazeuse. Les effets de bord aux extrémités de l'anode vont aussi provoquer une distorsion du champ électrique et une modification locale du coefficient d'amplification gazeuse. Afin d'éviter ces phénomènes, qui perturbent la réponse proportionnelle de la chambre à fils, un grand soin doit être apporté dans la fabrication des fils d'anode afin que leur diamètre soit le plus régulier possible. De plus, l'isolation des extrémités de l'anode, à l'aide de petits tubes, permet d'éviter que des avalanches aient lieu dans les régions où le champ électrique est distordu. Ces isolants permettent aussi d'éviter les arcs électriques entre les parois de la chambre à fils et les fils d'anode.

2.2 Description du DMPX et intégration à TCV

Le DMPX, Duplex Multiwire Proportional X-ray counter, a été conçu pour la détection des rayons X mous sur les tokamaks par A. Sushkov à l'Institut Kurchatov de Moscou. Il est constitué de deux chambres à fils superposées, fonctionnant en régime proportionnel sur le même principe que les chambres à fils utilisées à l'origine au CERN pour la détection des particules chargées [39]. Une première version du détecteur, appelée MPX et ne comportant qu'une seule chambre à fils, a été construite et testée à l'Institut Kurchatov avant d'être installée sur TCV en avril 2000. Le MPX a été utilisé régulièrement et avec succès sur TCV, jusqu'en mai 2004, pour la détection des rayons X mous avec une haute résolution temporelle et spatiale [40, 41]. La deuxième version

du détecteur, appelée DMPX, est plus compacte et comporte cette fois deux chambres à fils permettant la mesure de la température électronique par la méthode des absorbants. Le DMPX a également été construit et testé à l'Institut Kurchatov [42], puis installé sur TCV dans le cadre de cette thèse, en mai 2004.

2.2.1 Description du DMPX

Le DMPX est constitué de deux chambres à fils identiques, placées l'une au-dessus de l'autre et séparées par 10 mm d'air. Une vue en coupe du détecteur est représentée dans la figure 2.6. Le flux de rayons X émis par le plasma rencontre d'abord la chambre à fils supérieure, que l'on nommera « chambre 1 », puis la chambre à fils inférieure, que l'on nommera « chambre 2 ». Le corps du détecteur est principalement composé d'aluminium et possède des fenêtres en béryllium, choisies pour leur transparence aux rayons X mous. La chambre 1 comporte deux fenêtres. La première permet aux rayons X de pénétrer dans le volume de détection, alors que la deuxième laisse la fraction de rayons X non absorbés sortir de ce volume en direction de la deuxième chambre. La chambre 2 ne comporte qu'une seule fenêtre permettant aux rayons X qui ont traversé la chambre 1 de pénétrer dans le deuxième volume de détection. Les fenêtres en béryllium ont toutes une épaisseur de $50\text{ }\mu\text{m}$ et sont renforcées par un support ajouré en Mylar recouvrant approximativement le tiers de leur surface totale. Un flux continu de gaz, utilisé pour la détection, circule dans la chambre 2, puis dans la chambre 1 avant d'être rejeté dans l'atmosphère. Comme expliqué dans la section précédente, la détection des rayons X repose sur la création de charges libres lors de l'interaction des photons avec le gaz circulant dans les chambres à fils. Le gaz habituellement utilisé à TCV est un mélange comportant 90% de moles de krypton (gaz de détection) pour 10% de moles de méthane (gaz d'extinction). Un mélange argon-méthane ainsi qu'un mélange xénon-méthane, dans les mêmes proportions molaires que le mélange krypton-méthane, ont aussi été testés. Le volume de détection de la chambre 1 est un parallélépipède rectangle long de 130 mm, large de 32 mm et haut de 8 mm. Les dimensions du volume de détection de la chambre 2 sont identiques, excepté sa hauteur qui n'est que de 7.6 mm suite à une erreur de fabrication. Chaque chambre à fils comporte 64 anodes indépendantes composées de fils en tungstène plaqué d'or, de $20\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et de 32 mm de long. Le tungstène est choisi pour sa haute température de fusion et le plaquage en or permet d'éviter son oxydation. Les fils d'anode sont situés dans un plan à mi-hauteur du volume de détection et espacés de 2 mm. Chaque chambre à fils comporte aussi deux cathodes parallèles, situées de part et d'autre du plan contenant les fils d'anodes. Dans la chambre 1, les deux cathodes sont constituées par les fenêtres en béryllium. Dans la chambre 2, la cathode supérieure est constituée par la fenêtre en béryllium et la cathode inférieure par une plaque en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur. Les deux chambres à fils sont polarisées indépendamment à l'aide de deux sources de tension continue. La tension délivrée par chaque source peut-être réglée de 0 V à 2500 V permettant ainsi de contrôler le gain de la chambre à fils correspondante. La tension maximale des sources est limitée à 2500 V pour éviter de déclencher des arcs

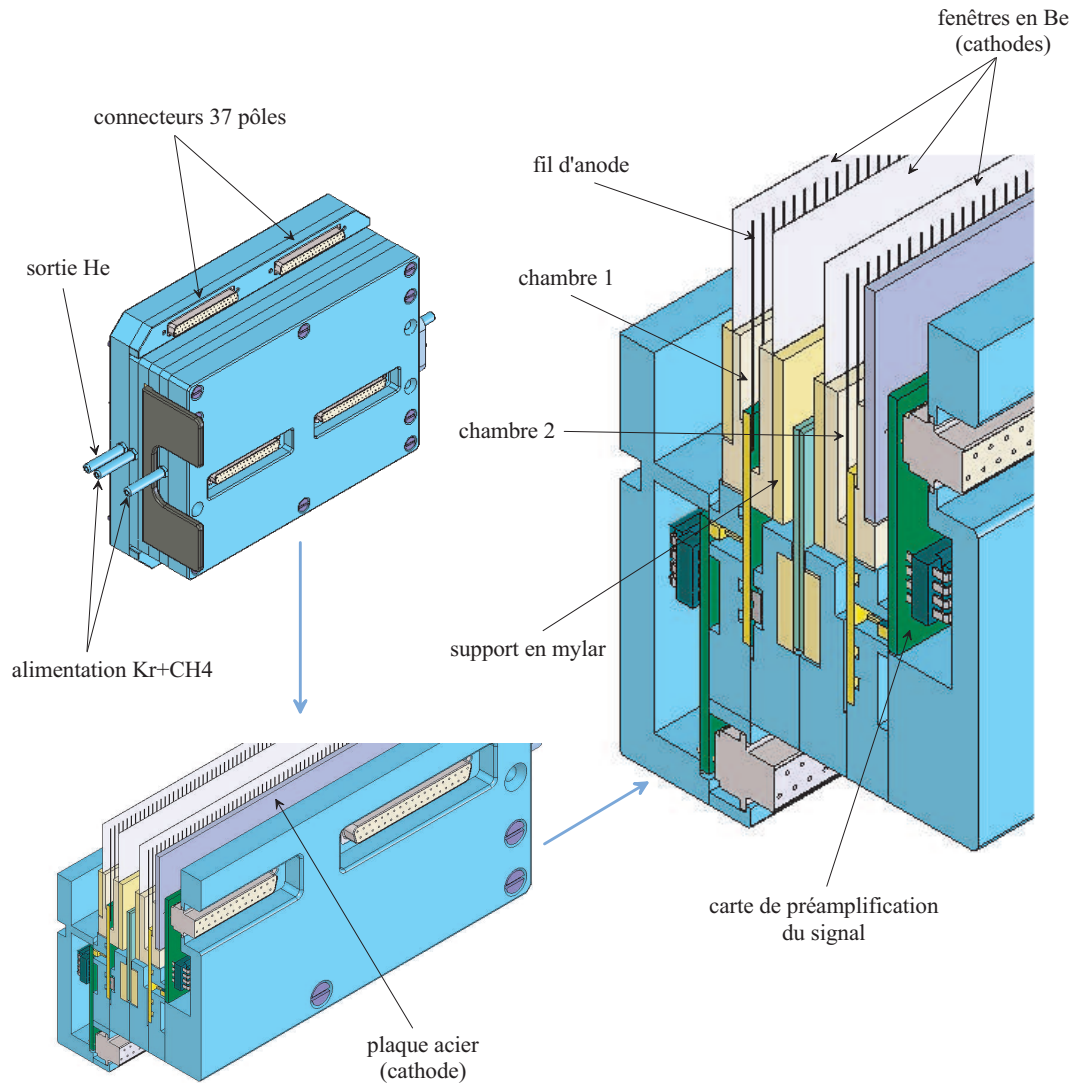


FIG. 2.6 – Vue en coupe du DMPX.

électriques entre l'anode et la cathode de la chambre à fils susceptibles de détruire les fils d'anode.

2.2.2 Emplacement sur TCV et lignes de visée

Le DMPX est situé sous la chambre à vide TCV à laquelle il est connecté par l'intermédiaire d'un tube étanche fixé sur le port n° 6 du secteur 9. Le dispositif reliant le DMPX et la chambre à vide est représenté dans la figure 2.7. Le détecteur et la chambre à vide sont isolés électriquement l'un de l'autre par une céramique située entre le tube et le queusot du port n° 6. Les rayons X émis par le plasma atteignent le DMPX après collimation à travers une fente étroite. Cette fente est recouverte par $50\text{ }\mu\text{m}$ de béryllium afin d'assurer l'étanchéité entre la chambre à vide de TCV et le tube de support du DMPX. Un flux d'hélium à pression atmosphérique circule en continu dans ce tube. Le béryllium

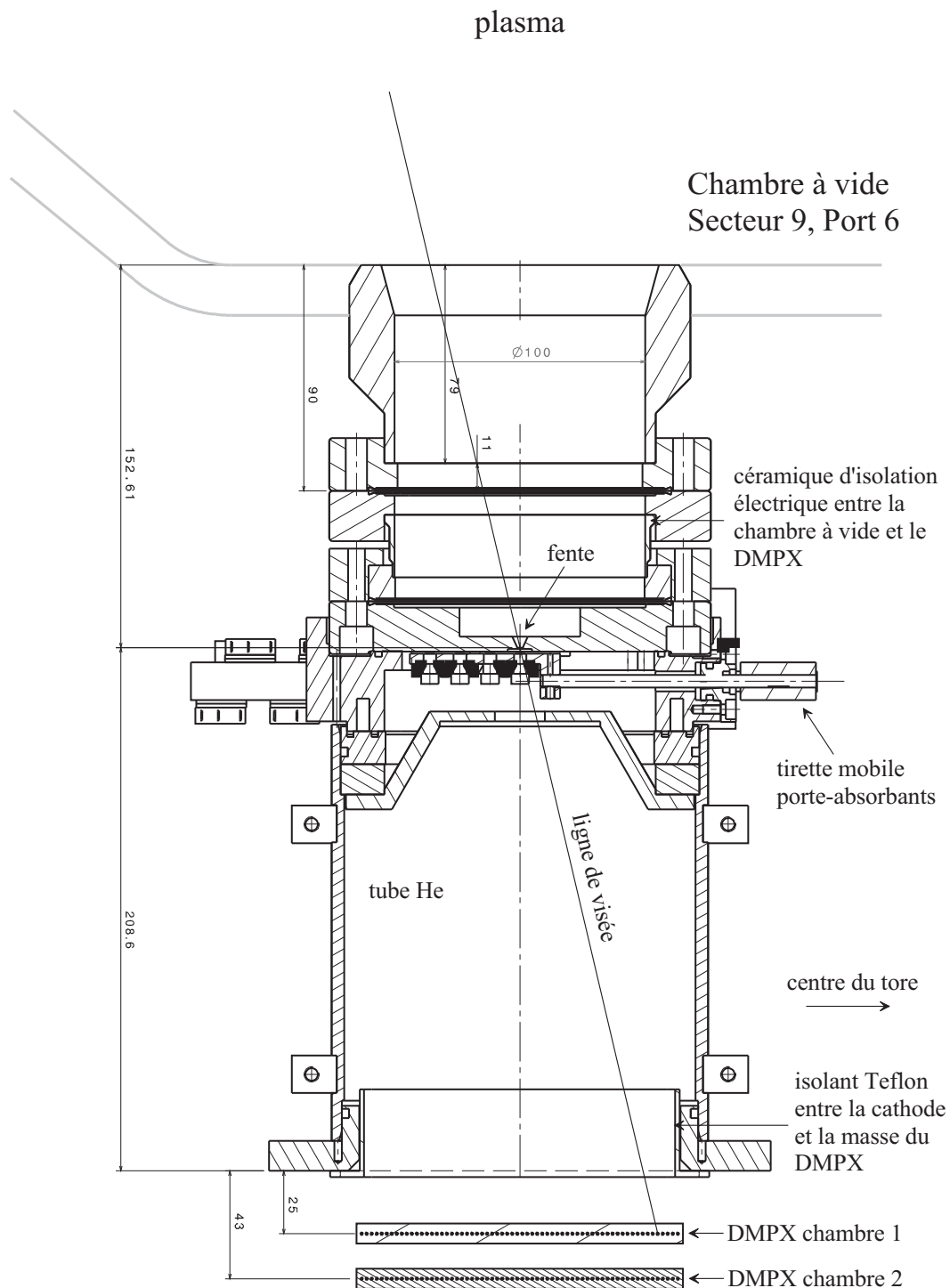


FIG. 2.7 – Emplacement et fixation du DMPX sous la chambre à vide de TCV (section poloidale).

et l'hélium sont tous deux choisis pour leur relative transparence aux rayons X de basse énergie, le but étant de minimiser l'absorption des rayons X entre le plasma et le DMPX. L'épaisseur du béryllium recouvrant la fente est choisie aussi faible que possible compte

tenu de la forte différence de pression, environ 1 atm, entre la chambre à vide et le tube d'hélium. La flasque de support de la fente et de la fenêtre de béryllium comporte un circuit de refroidissement à eau interne. Le refroidissement est utilisé pendant l'étuvage de la chambre à vide pour éviter d'endommager la soudure par diffusion de la fenêtre de béryllium.

La fente, d'une largeur de 2 mm et d'une longueur de 32 mm est parallèle aux fils de détection du DMPX et quasi-parallèle aux lignes de champ magnétique. Chaque fil n'est donc éclairé que par les rayons X émis dans une région étroite et bien déterminée du plasma. Dans le plan poloïdal, le recouvrement de l'angle solide vu par deux fils voisins augmente avec la largeur de la fente et à mesure que le détecteur est rapproché du plasma. Ce recouvrement doit être minimal pour obtenir une bonne résolution spatiale. D'autre part, le flux de rayons X atteignant le détecteur est d'autant plus faible que la fente est étroite et éloignée du plasma. La largeur de la fente et la position du DMPX par rapport au plasma sont donc choisies de manière à maximiser le flux X avec un recouvrement acceptable de l'angle solide vu par deux fils voisins. La position de la fente est ensuite déterminée de manière à ce que la zone observée par le DMPX dans le plan poloïdal couvre la largeur totale de la chambre à vide à l'équateur de la machine, $Z = 0$ cm. Les lignes de visée et le recouvrement d'angle solide obtenus pour les deux chambres à fils du DMPX dans leur position actuelle sont représentés dans la figure 2.8.

Le DMPX possède une haute résolution spatiale : à l'équateur de la chambre à vide, $Z = 0$ cm, la distance moyenne entre deux lignes de visée est de 7.9 mm pour la chambre 1 et de 16.3 mm pour la chambre 2. En comparaison, la distance entre deux lignes de visée d'une caméra XTOMO située dans une position similaire à celle du DMPX est de 60 mm, et la distance entre deux points de mesure du système Thomson est de 45.5 mm. La chambre 2 du DMPX comporte 64 fils d'anode, comme la chambre 1, mais seulement 32 lignes de visée car les fils adjacents y sont connectés deux par deux. Le regroupement des fils d'anode permet de doubler le signal vu par chacune d'elle et ainsi de réduire la proportion de bruit par rapport au signal.

2.2.3 Réponse en énergie

Pour être détecté par le DMPX, un photon émis par le plasma doit pénétrer dans une des chambres à fils et y être absorbé par le gaz de détection. Cela suppose que, lors de son trajet vers le détecteur, le photon n'ait pas été absorbé par l'une des fenêtres de béryllium ou par l'hélium emplissant le tube de support du DMPX. Les caractéristiques de transmission et d'absorption de la plupart des éléments sont connues et la probabilité d'absorption par le gaz de détection d'un photon émis par le plasma dans la direction du DMPX peut être calculée. Cette probabilité d'absorption est représentée dans la figure 2.9 en fonction de l'énergie du photon incident. Le calcul est effectué pour les deux chambres à fils, pour un mélange de détection krypton-méthane. La probabilité d'absorption d'un photon est beaucoup plus faible dans la chambre 2 que dans la chambre 1 car

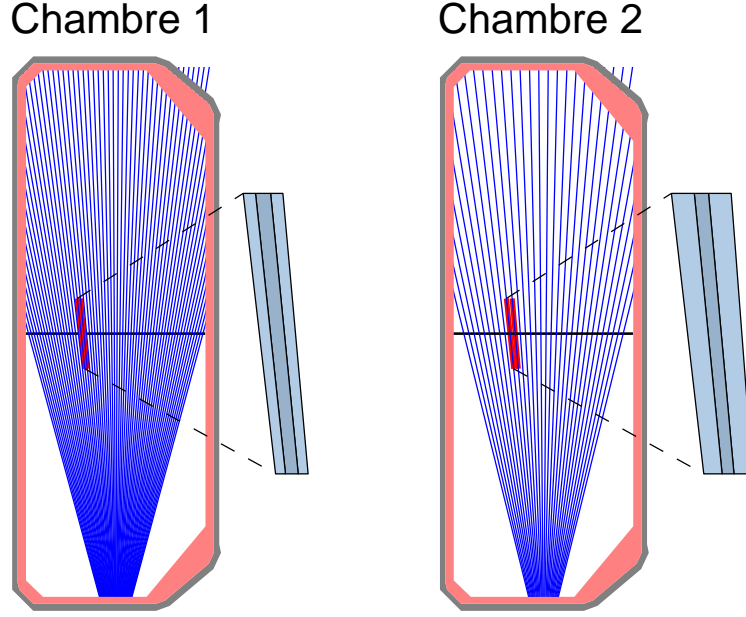


FIG. 2.8 – Lignes de visée dans le plan poloïdal des deux chambres à fils du DMPX. Le recouvrement d'angle solide est représenté pour les portions de lignes de visée indiquées en rouge. La ligne noire indique le plan équatorial de la chambre à vide.

la plupart des photons de basse énergie sont absorbés par la chambre 1 et n'atteignent pas la chambre 2. C'est pour cette raison qu'à tension de polarisation identique, le signal mesuré par la chambre 2 est nettement plus faible que celui de la chambre 1. Afin de compenser partiellement cette différence, les fils d'anode y sont regroupés deux par deux.

Le gain du DMPX dépend fortement de la tension de polarisation des chambres à fils. En ajustant la tension de polarisation entre 1000 V et 2500 V, il est possible de varier le gain du DMPX sur plus de trois ordres de grandeur et d'observer ainsi des plasmas émettant des flux de rayons X d'intensité très variée. Afin d'étendre encore ce domaine d'observation vers les plasmas émettant des flux de rayons X très intenses, ou pour limiter l'observation aux rayons X de haute énergie, une tirette mobile, représentée dans la figure 2.7, a été installée juste derrière la fente située entre la chambre à vide et le tube de support du DMPX. La tirette est déplaçable à l'aide d'un moteur pneumatique, commandé à distance, et peut prendre quatre positions, contrôlées par des micro-interrupteurs. À chaque position correspond un absorbant dont la description est donnée dans le tableau 2.1. Plus le matériau utilisé est épais et possède un numéro atomique élevé, plus il sera opaque aux rayons X de basse énergie. La probabilité d'absorption d'un photon incident par l'une ou l'autre des deux chambres à fils lorsque la tirette est en position 4 (pas d'absorbant supplémentaire) est représentée dans la figure 2.9. Les probabilités d'absorption obtenues lorsque la tirette est en position 1, 2 ou 3 sont représentées dans la figure 2.10.

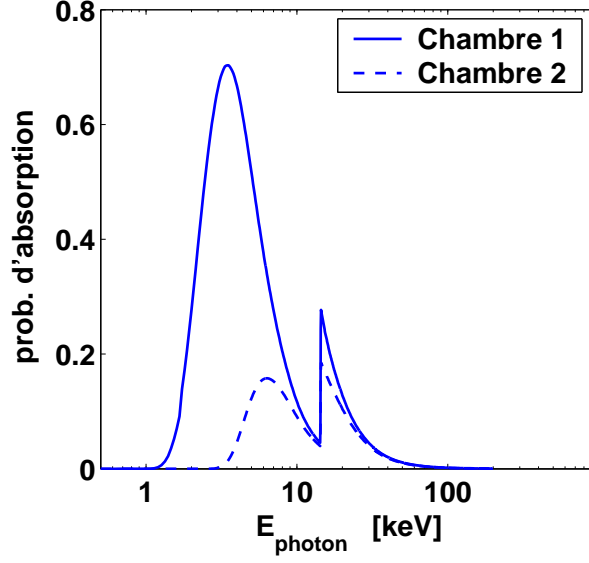


FIG. 2.9 – Probabilité d’absorption par le gaz de détection d’un photon émis par le plasma dans la direction du DMPX, en fonction de l’énergie du photon incident. Le calcul est effectué pour les chambres 1 et 2 du DMPX, pour un mélange comportant 90% de krypton et 10% de méthane.

Position	1	2	3	4
Absorbant	Al	Be	Be	aucun
Épaisseur	308 μm	550 μm	125 μm	-
Seuil chambre 1	14.4 keV	2.75 keV	1.95 keV	1.5 keV
Seuil chambre 2	14.4 keV	4.5 keV	4.15 keV	4.05 keV

TAB. 2.1 – Épaisseur des absorbants additionnels correspondant aux quatre positions de la tirette mobile. Le seuil en énergie, donné pour les deux chambres du DMPX, indique l’énergie minimale du photon incident pour que sa probabilité d’absorption par la chambre à fils soit supérieure à 5%.

2.2.4 Préamplification, acquisition et bande passante

Comme expliqué dans la section 2.1.2, l’absorption d’un photon incident par le gaz de détection entraîne l’apparition d’une tension V_R dans la résistance de charge du fil d’anode le plus proche, voir figure 2.4. Par la suite, la tension V_R s’annule plus ou moins rapidement, suivant la constante de temps du circuit électrique constitué par la chambre à fils et les préamplificateurs. En fonction de cette constante de temps et du flux de photons incidents, une chambre à fils peut être opérée en régime pulsé ou en régime continu. En régime pulsé, la tension V_R s’annule entre deux absorptions. Les signaux engendrés par l’absorption de chaque photon sont temporellement distincts et, lorsque la chambre à fils fonctionne en régime proportionnel, leur amplitude maximale est proportionnelle à l’énergie du photon incident. En régime continu, la tension V_R ne s’annule pas entre

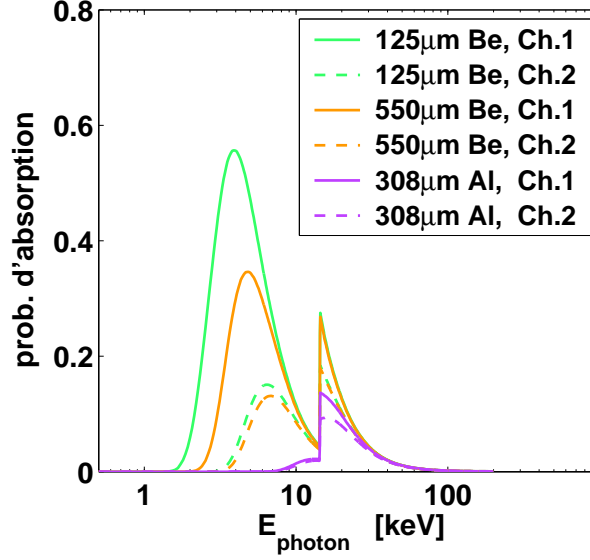


FIG. 2.10 – Probabilité d’absorption par le gaz de détection d’un photon émis par le plasma dans la direction du DMPX, en fonction de l’énergie du photon incident. Le calcul est effectué pour les chambres 1 et 2 du DMPX, pour un mélange comportant 90% de krypton et 10% de méthane, pour différentes épaisseurs et types d’absorbants additionnels placés entre le plasma et le DMPX.

deux absorptions successives. Les signaux engendrés par chaque absorption ne sont plus distincts temporellement et s’additionnent, le signal mesuré étant proportionnel à la puissance moyenne reçue par le détecteur. En contre-partie, le détecteur peut fonctionner avec une plus haute résolution temporelle et pour des flux de photons plus élevés qu’en mode pulsé. Le DMPX est opéré en régime continu et son schéma électrique est représenté dans la figure 2.11.

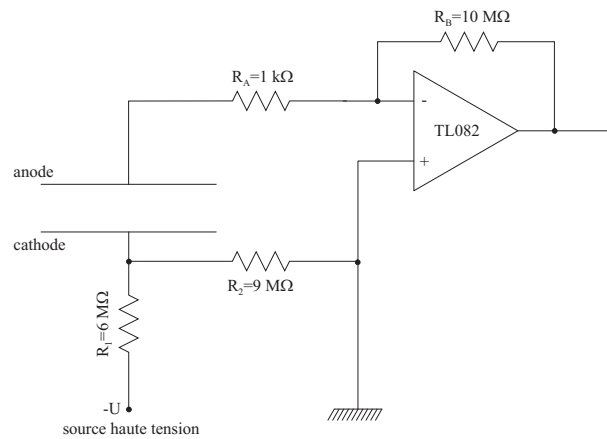


FIG. 2.11 – Schéma électrique des chambres à fils du DMPX indiquant la cathode et un fil d’anode ainsi que le branchement de la source haute tension et de l’amplificateur opérationnel.

Préamplification et acquisition

La tension V_R créée aux bornes de la résistance de charge de chaque fil d'anode est typiquement de quelques millivolts. Afin de réduire la proportion de bruit affectant le signal lors de sa transmission vers les modules d'acquisition, la tension V_R est amplifiée d'un facteur 1000 par des amplificateurs opérationnels TL082 situés juste derrière les résistances de charge. L'acquisition du signal mesuré par les 96 anodes du DMPX, 64 pour la chambre 1 et 32 pour la chambre 2, est réalisé à 200 kHz par 3 modules PCI (ACQ32 de D-TACQ Solutions Ltd) comportant 32 canaux chacun. Des filtres passe-bas à 70 kHz sont insérés entre le DMPX et les modules d'acquisition pour éviter la distorsion de repliement (aliasing) provoquée par l'échantillonnage à 200 kHz. Le bruit intrinsèque provoqué par l'amplification électronique, le filtrage et l'acheminement du signal vers les modules d'acquisition est inférieur à 1%.

Bande passante

Occasionnellement, des arcs électriques très brefs ont lieu entre un fil d'anode et la paroi de la chambre à fils. En effectuant la transformée de Fourier du signal mesuré en réponse à un arc, on obtient une limite inférieure de la bande passante du DMPX. Dans le cas d'arcs instantanés, cette limite inférieure correspondrait à la bande passante du détecteur. Le résultat de la transformée de Fourier obtenu pour la chambre 1 et la chambre 2 du DMPX est représenté dans la figure 2.12. La bande passante à -3 dB est d'au moins 20 kHz pour les deux chambres du détecteur.

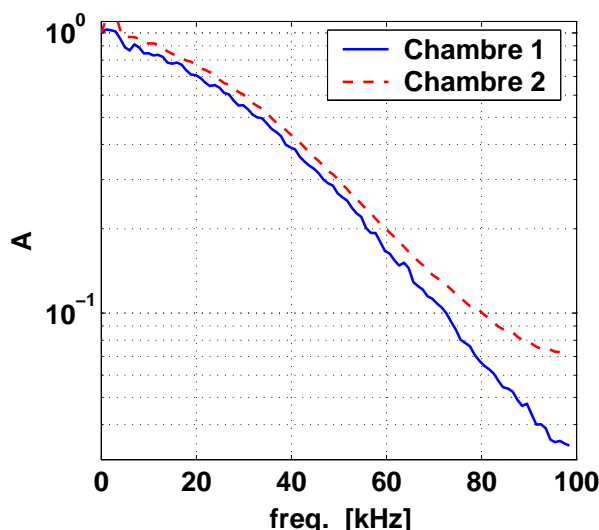


FIG. 2.12 – Estimation de la bande passante : amplitude des coefficients obtenus lors de la transformée de Fourier du signal mesuré par les deux chambres du DMPX en réponse à un arc.

2.2.5 Étalonnage

Du fait des irrégularités dans le diamètre et le positionnement des fils d'anode, des déformations des fenêtres de béryllium jouant le rôle de cathode, ou encore des légères différences entre les amplificateurs opérationnels, chaque canal du DMPX possède un gain différent. Afin d'évaluer ces différences, un étalonnage relatif des différents canaux est effectué pour les deux chambres du DMPX. Le détecteur est éclairé par une source X homogène et les signaux enregistrés pour chaque canal sont comparés. Le résultat obtenu pour une tension de polarisation de 1800 V est illustré dans la figure 2.13. Des diffé-

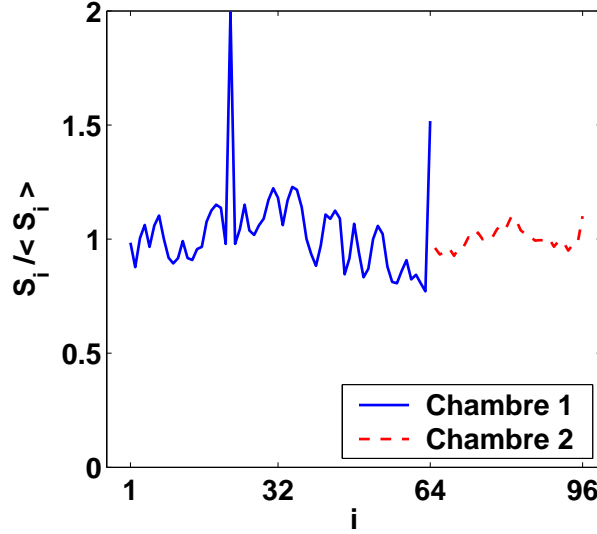


FIG. 2.13 – Étalonnage relatif des différents canaux du DMPX (chambres 1 et 2). Le détecteur est éclairé par une source X homogène. Pour chaque chambre, le signal S_i mesuré par le canal i est normalisé au signal moyen $\langle S_i \rangle$. La tension de polarisation est de 1800 V

rences sensibles de gain sont observées, en particulier pour deux canaux de la chambre 1. L'origine de ces différences n'est pas connue précisément, mais l'étalonnage, effectué pour plusieurs tensions de polarisation, permet de les prendre en compte lors de l'analyse des données. Les divers étalonnages réalisés au cours de la thèse montrent que les propriétés des chambres à fils évoluent relativement lentement et qu'un étalonnage par an environ est suffisant pour prendre en compte cette évolution temporelle. L'incertitude principale de l'étalonnage est liée à l'inhomogénéité de la source X et est estimée à 5%. L'étalonnage est effectué dans des conditions aussi proches que possible des conditions d'observation du plasma. L'unique différence est la provenance des rayons X et l'absence de champ magnétique. L'effet du champ magnétique sur le gain du détecteur est cependant inférieur à 1.5% [41].

Pour mesurer la température électronique du plasma par la méthode des absorbants décrite dans la section 2.3.3, le gain relatif des deux chambres, en fonction de leur tension de polarisation, doit être connu. La dépendance du gain de chaque chambre sur la tension

de polarisation a donc été mesurée et est représentée dans la figure 2.14. Le rapport du gain moyen de la chambre 1 et de la chambre 2, noté R , a aussi été mesuré, pour une tension de polarisation identique dans les deux chambres, en les plaçant successivement à la même distance de la source X. Le résultat obtenu est $R=0.35$. Le gain de la chambre 2 est plus élevé, car les fils d'anodes y sont regroupés deux par deux, doublant ainsi le signal mesuré, et car l'épaisseur du volume de détection est légèrement plus faible que dans la chambre 1, créant ainsi un champ électrique plus élevé entre l'anode et la cathode à tension de polarisation identique.

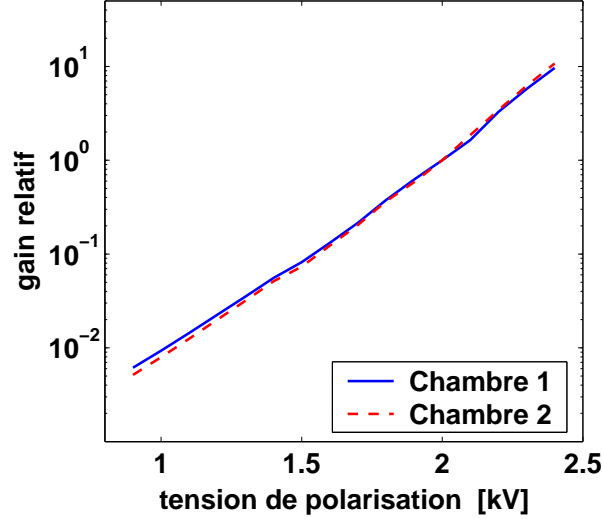


FIG. 2.14 – Gain moyen de chaque chambre à fils en fonction de la tension de polarisation. Le résultat est normalisé au gain obtenu pour une tension de polarisation de 2000 V.

2.3 Analyse des données

L'émission de rayons X par le plasma est constituée du rayonnement de bremsstrahlung, du rayonnement de recombinaison et du rayonnement de ligne. Lorsque le plasma ne comporte pas d'impuretés métalliques, la contribution du rayonnement de ligne au rayonnement total est négligeable dans la gamme d'énergie à laquelle le DMPX est sensible. La puissance dP rayonnée localement par le plasma dépend alors essentiellement de la densité n_e , de la charge effective Z_{eff} et de la température T_e , la dépendance en température étant elle-même une fonction de la température :

$$dP \propto n_e^2 Z_{\text{eff}} T_e^{\alpha(T_e)}$$

La sensibilité du DMPX au rayonnement X permet donc d'étudier, avec une haute résolution spatiale et temporelle, les phénomènes qui entraînent une modification de la température, de la densité ou de la charge effective du plasma. Les surfaces de flux du plasma sont des isobares, et en première approximation, la température et le rayonnement X moyen y sont constants. La mesure effectuée par le DMPX est intégrée le long des

lignes de visée de chaque canal. Moyennant quelques hypothèses, il est cependant possible d'évaluer le rayonnement X émis localement par le plasma. En comparant le signal mesuré par les deux chambres du DMPX, il est aussi possible d'obtenir une mesure de la température. Ces différentes méthodes, ainsi qu'un échantillon des analyses qu'elles permettent, sont présentées dans cette section.

2.3.1 Données intégrées

Intégration le long des lignes de visée

La quantité de rayonnement émis par le plasma peut être caractérisée par l'émissivité spectrale $G(\vec{r}, E)$, définie comme la densité de puissance rayonnée par le volume dV situé en \vec{r} , pour les énergies comprises entre E et $E + dE$. L'émissivité spectrale se mesure en $W \cdot m^{-3} \cdot eV^{-1}$. Pour un élément de volume dV situé dans la région vue par le fil d'anode i du DMPX, la puissance totale rayonnée dans la direction du fil est :

$$dP_i = \frac{\mathcal{A}_{\text{fil}}^i \cos \theta_i}{4\pi s^2} dV \int_0^{+\infty} G(s, E) dE$$

L'élément de volume dV est choisi suffisamment petit pour que l'émissivité spectrale y soit constante. $\mathcal{A}_{\text{fil}}^i$ représente l'aire de détection du fil i , s la distance entre le fil et le volume dV , et θ_i l'angle entre la ligne de visée et la verticale. En définissant l'abscisse s le long de la ligne de visée, le volume dV et la surface $\mathcal{A}^i(s)$ comme indiqué dans la figure 2.15, on obtient $dV = \mathcal{A}^i(s) \cos \theta_i ds$ et dP_i s'écrit :

$$dP_i = \frac{\mathcal{A}_{\text{fil}}^i \mathcal{A}^i(s) \cos^2 \theta_i}{4\pi s^2} ds \int_0^{+\infty} G(s, E) dE$$

Dans cette expression, $U_i = \frac{\mathcal{A}_{\text{fil}}^i \mathcal{A}^i(s) \cos^2 \theta_i}{s^2}$ est l'étendue géométrique du système optique défini par la fente et la zone de détection du fil i . U_i ne dépend pas de s car l'étendue géométrique d'un système optique se conserve. En fonction de leur probabilité d'absorption $p(E)$ par le gaz de détection, une fraction plus ou moins grande des photons émis par le volume dV en direction du fil i est détectée et c'est en fait une émissivité pondérée, $g^*(s) = \int_0^{+\infty} p(E) G(s, E) dE$, qui est observée par le détecteur. Le signal mesuré est proportionnel à l'énergie des photons absorbés par le gaz de détection. Le coefficient de proportionnalité $c_i(V)$, déterminé lors de l'étalonnage du détecteur, dépend du fil considéré et de la tension de polarisation de la chambre à fils. Les photons détectés par le fil i proviennent de tous les éléments de volume situé dans l'angle solide vu par ce fil. Finalement, le signal mesuré par le fil i s'écrit :

$$\begin{aligned} S_i &= \frac{c_i U_i}{4\pi} \int_0^{+\infty} \int_0^{+\infty} p(E) G(s, E) dE ds \\ S_i &= \frac{c_i U_i}{4\pi} \int_0^{+\infty} g^*(s) ds \end{aligned}$$

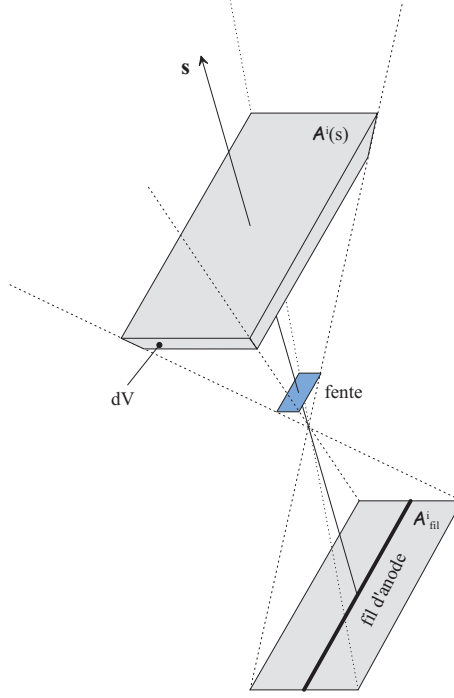


FIG. 2.15 – Angle solide vu à travers la fente par un fil du DMPX. Définition du volume dV et des surfaces $\mathcal{A}^i(s)$ et \mathcal{A}^i_{fil} .

Chaque canal du DMPX mesure donc la puissance totale rayonnée par la portion de plasma située dans l'angle solide vue par ce canal, et pondérée par la sensibilité en énergie de la chambre à fils. Il est utile de définir le signal mesuré normalisé, prenant en compte l'étalonnage de la chambre à fils :

$$f_i = \frac{4\pi S_i}{c_i U_i} = \int_0^{+\infty} g^*(s) ds \quad (2.1)$$

Bien que le signal mesuré par le DMPX soit intégré le long des lignes de visée, les contributions des différentes parties du plasma ne sont pas identiques. En effet, en général l'émissivité augmente vers le centre du plasma et, pour une ligne de visée donnée, la portion la plus centrale contribue nettement plus au signal mesuré que le reste du plasma.

Applications et exemples

Le DMPX permet l'étude de tous les phénomènes physiques impliquant une modification rapide et localisée de la température, de la densité ou de la charge effective du plasma. Il a par exemple été utilisé pour l'étude des instabilités magnéto-hydrodynamiques (MHD) dans les plasmas fortement allongés ($\kappa > 2$) du tokamak TCV [43,44]. Dans ces plasmas, lorsque le profil de courant est suffisamment plat et la densité suffisamment élevée, les reconnexion magnétiques périodiques du centre du plasma, connues sous le nom de dents de scie, sont remplacées par un mode MHD continu. La perturbation du profil de pression du plasma provoquée par le mode MHD est nettement visible sur les

signaux du DMPX. Une analyse de Fourier de l'évolution temporelle des signaux mesurés par chaque canal permet d'obtenir la fréquence fondamentale ($f_1 = 4.6$ kHz) de ce mode. Du fait de la haute bande passante du DMPX, les harmoniques supérieures ($f_2 = 9.2$ kHz et $f_3 = 13.8$ kHz) sont aussi observées. Les trois harmoniques sont interprétées comme les composantes toroïdales $n = 1, 2$ et 3 du mode MHD. La structure radiale de l'amplitude et de la phase obtenus pour chaque canal lors de la transformation de Fourier est représentée dans la figure 2.16. L'analyse de cette structure radiale permet de déduire le nombre poloidal m correspondant aux différentes harmoniques. Le nombre poloidal obtenu est respectivement $m = 1, 2$ et 3 pour les nombres toroïdaux $n = 1, 2$ et 3 , démontrant ainsi que les trois composantes du mode MHD sont en résonance sur la surface $q = 1$ du plasma.

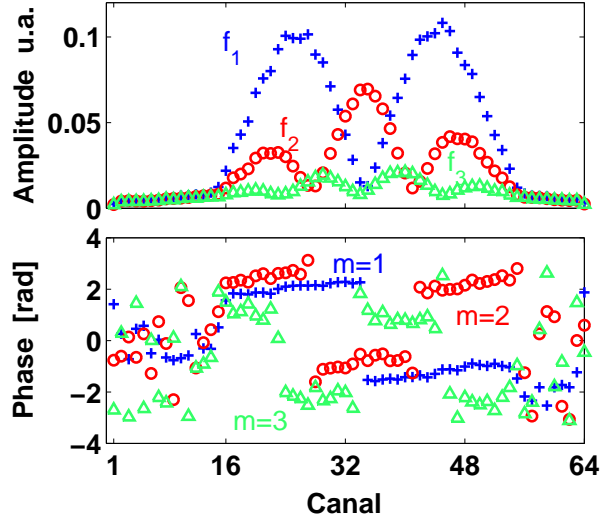


FIG. 2.16 – Amplitude relative et différence de phase entre les différents canaux du DMPX pour les trois principales composantes (f_1, f_2, f_3) de la transformée de Fourier du signal.

TCV : #22621

La différence de sensibilité en énergie des deux chambres à fils peut également être exploitée. Dans le cadre d'une étude sur la génération d'électrons de haute énergie lors des reconnexions magnétiques centrales [45], une épaisseur de $308 \mu\text{m}$ d'aluminium a été insérée entre la chambre 1 et la chambre 2 afin d'accentuer la différence d'énergie entre les photons détectés par les deux chambres. Dans ces conditions, la chambre 1 détecte essentiellement les photons d'énergie comprise entre 1.5 et 10 keV, la probabilité d'absorption d'un photon étant donnée par la courbe bleue de la figure 2.9, alors que la chambre 2 est sensible aux photons d'énergie supérieure à 15 keV, la probabilité d'absorption d'un photon étant donnée par la courbe orange de la figure 2.10. La figure 2.17 montre le signal mesuré par les deux chambres du DMPX pour une ligne de visée passant par le centre du plasma. Lors de la reconnexion magnétique, le signal mesuré par la chambre 1 chute brutalement du fait de la diminution de la densité et de la température au centre du plasma. Au contraire, le signal mesuré par la chambre 2 augmente, indiquant l'émission

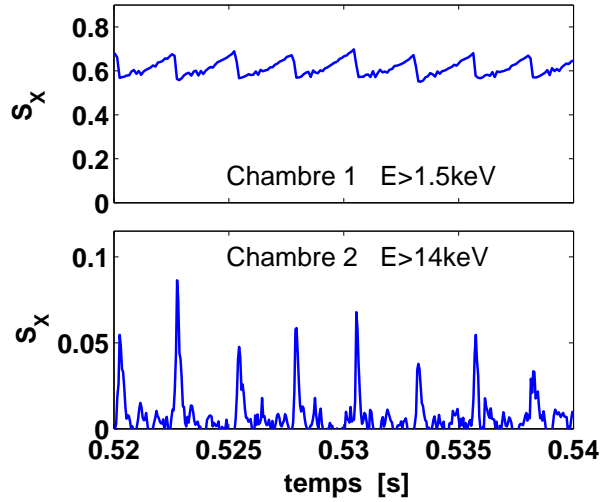


FIG. 2.17 – Signal mesuré lors de reconnections magnétiques le long d’une ligne de visée passant par le centre du plasma, pour les chambres 1 et 2 du DMPX. La chambre 1 mesure essentiellement les photons d’énergie comprise entre 1 et 10 keV et la chambre 2 ceux d’énergie supérieure à 15 keV. TCV : #27982

de photons d’énergie supérieure à 15 keV. Par ailleurs, le profil mesuré par la chambre 2 juste après la reconnexion magnétique est totalement plat. Ces résultats suggèrent la création d’électrons de haute énergie lors de la reconnexion magnétique, dont une partie quitte rapidement le plasma et provoquent l’émission non localisée de photon d’énergie supérieure à 15 keV par interaction avec les parois de la chambre à vide.

2.3.2 Emissivité locale : tomographie

Principe

L’inversion tomographique a pour but de reconstruire l’émissivité locale (pondérée par la sensibilité en énergie du détecteur) à partir d’un nombre fini de mesures intégrées le long des lignes de visée. Mathématiquement, le problème possède plus d’inconnues que d’équations, mais plusieurs hypothèses sont envisageables afin de réduire le nombre de degrés de libertés du système. Un bon nombre d’entre elles sont présentées dans le rapport décrivant la mise en place sur TCV du système de reconstruction tomographique de l’émissivité des rayons X à partir des mesures intégrées le long des lignes de visée de 200 photo-diodes (système XTOMO [46]).

Dans le cas du DMPX, le nombre de degrés de libertés du problème est réduit en divisant la section poloïdale du plasma en pixels et en supposant l’émissivité constante sur ces pixels. Les pixels, représentés dans la figure 2.18, sont choisis concentriques et délimités par les surfaces de flux. Ce choix est motivé par l’absence d’autres détecteurs repartis dans le plan poloïdal. On note N_{pix} le nombre de pixels, N_l le nombre de lignes de visée et $ds_{i,j}$ la longueur de la ligne de visée i dans le pixel j . D’après l’équation (2.1), le signal

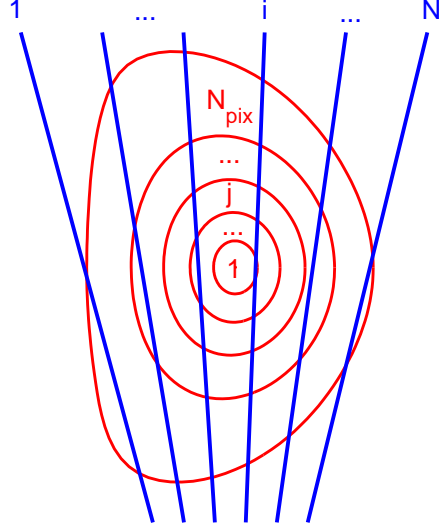


FIG. 2.18 – Division de la section poloidale du plasma en pixels délimités par les surfaces de flux et numérotation des lignes de visée du DMPX.

normalisé mesuré par les différents canaux du DMPX s'écrit alors :

$$f_i = \sum_{j=1}^{N_{pix}} g_j^* ds_{i,j} \quad \text{pour } i \in [1..N_l]$$

Ce qui, sous forme matricielle, devient :

$$\begin{array}{ccc} \mathcal{F} & = & d\mathcal{S} \cdot \mathcal{G}^* \\ [N_l \times 1] & & [N_{pix} \times N_l] \cdot [N_{pix} \times 1] \end{array} \quad (2.2)$$

Dans le cas où, $N_l \geq N_{pix}$, le système d'équation peut être résolu en inversant la matrice $d\mathcal{S}$. Cette inversion est délicate car $d\mathcal{S}$ est en général mal conditionnée. Qui plus est, pour $N_l < N_{pix}$, le nombre de solutions obtenu est infini. Il est toutefois possible d'obtenir une solution unique en imposant à la solution \mathcal{G}^* de minimiser un certain paramètre. Dans le cas présent, le paramètre choisi est une combinaison linéaire de la qualité de la solution :

$$\|d\mathcal{S} \cdot \mathcal{G}^* - \mathcal{F}\| = \sum_{i=1}^{N_l} \left| \sum_{j=1}^{N_{pix}} ds_{i,j} g_j^* - f_i \right|$$

et de son information de Fisher :

$$I_F = \sum_{j=1}^{N_{pix}} \frac{g_j^{*'}^2}{g_j^*}$$

Dans cette dernière expression, $g_j^{*'}$ représente la valeur de la dérivée radiale de \mathcal{G}^* dans le pixel j . L'information de Fisher est donc une mesure pondérée de la régularité de la solution. La minimisation de l'information de Fisher conduit à un lissage d'autant plus

important que la valeur de la solution est faible. Dans le cas d'un plasma, ceci revient à lisser davantage le profil d'émissivité obtenu au bord qu'au centre du plasma. Pour plus de détails en ce qui concerne la résolution du système (2.2), le lecteur pourra se reporter à [46].

Tests

Une routine d'inversion tomographique basée sur le découpage du plasma en pixels concentriques délimités par les surfaces de flux, et sur une inversion de la matrice dS minimisant l'information de Fisher de la solution g^* , a été écrite pour le DMPX. Pour un profil d'émissivité et une description des surfaces de flux hypothétiques du plasma, l'équation (2.1) permet de calculer le signal normalisé que devrait mesurer chaque canal du DMPX. La routine d'inversion peut alors être appliquée à ce signal fictif pour reconstruire le profil d'émissivité initial. Comme le profil d'émissivité initial est connu, cette procédure peut être employée pour évaluer les performances de la routine d'inversion.

Trois profils d'émissivité, représentés dans la figure 2.19, ont été employés pour les tests :

- a. Un profil parabolique « standard ».
- b. Un profil creux, présentant de forts gradients à mi-rayon. Ce type de profil est typique des plasmas possédant une barrière de transport. La détermination du gradient maximal et de sa position radiale est essentielle pour l'étude de ces plasmas.
- c. Un profil parabolique présentant de faibles perturbations radialement localisées.

Une proportion variable de bruit est également ajoutée au signal fictif, pour chaque canal du détecteur, afin de tester son influence sur l'inversion tomographique. Les résultats des tests sont présentés dans la figure 2.19 et permettent de valider la routine d'inversion tomographique écrite pour le DMPX. En l'absence de bruit, l'inversion est extrêmement bonne et le profil d'émissivité reconstruit n'est pas discernable du profil d'émissivité initial utilisé pour construire le signal fictif. Lorsque la proportion de bruit ajoutée au signal fictif augmente, la qualité de l'inversion tomographique diminue graduellement. Le profil d'émissivité reconstruit reste cependant en excellent accord avec le profil d'émissivité initial jusqu'à une proportion de bruit représentant 10% du signal. Au delà, la qualité de l'inversion diminue nettement au centre du plasma, en particulier pour le profil c lorsque la proportion de bruit est du même ordre que les variations fines du signal, mais reste très bonne pour le bord du plasma. Pour le profil b, la position du gradient maximal est très bien déterminée, même avec 15% de bruit.

Modification de la description des surfaces de flux

L'inversion tomographique repose fortement sur la connaissance de la longueur des lignes de visée dans les surfaces d'émissivité constante, c'est-à-dire, dans le cas du DMPX, sur la connaissance de leur longueur dans les pixels délimités par les surfaces de flux. Notons tout d'abord que l'hypothèse d'une émissivité ne dépendant pas de l'angle poloidal θ , mais uniquement de la coordonnées radiale ρ , n'est pas vérifiée lorsque le plasma est

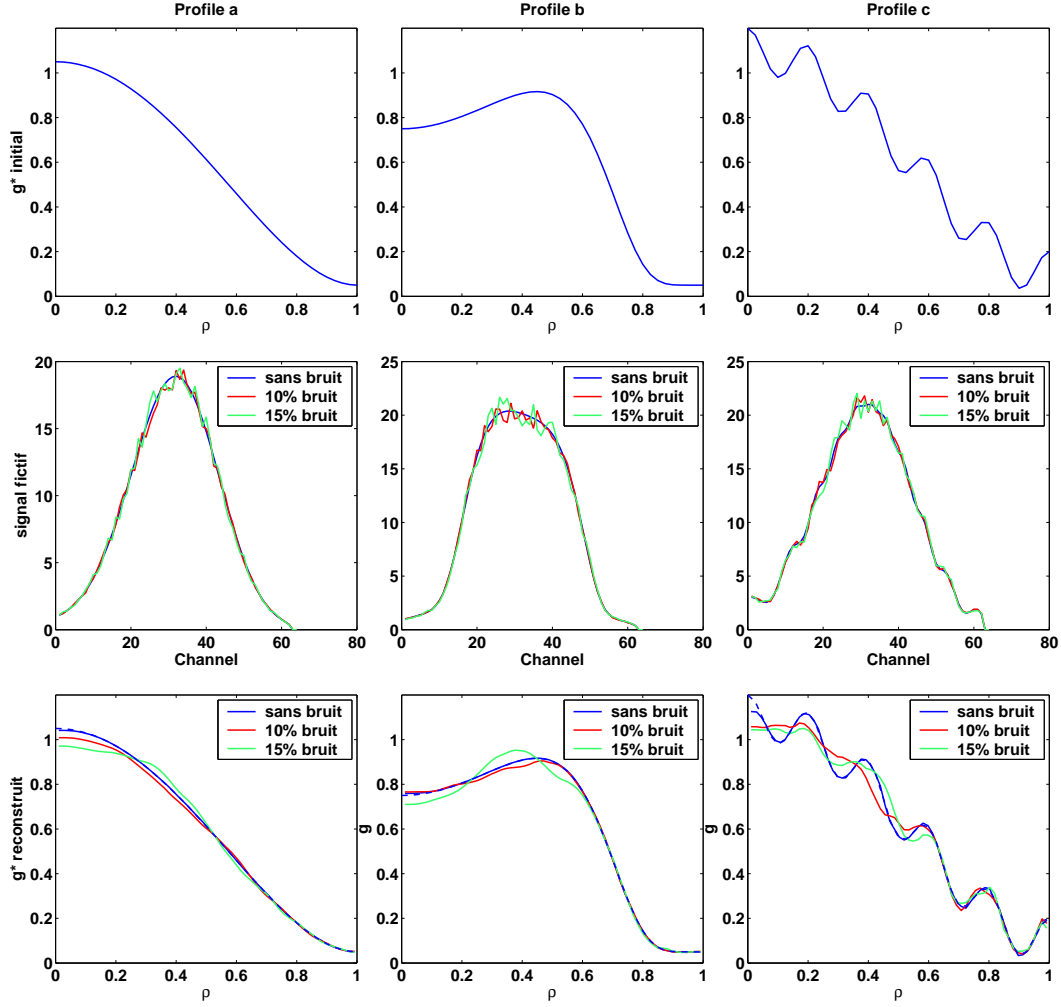


FIG. 2.19 – Test de la routine d’inversion tomographique du DMPX pour 3 types de profils. Une proportion variable de bruit (0, 10 ou 15%) est ajoutée au signal fictif.

soumis à une forte activité MHD. L’activité MHD peut en effet provoquer des perturbations périodiques de l’émissivité dans la direction poloïdale. Néanmoins, à condition de moyenner le signal mesuré par le DMPX sur plusieurs périodes MHD avant l’inversion tomographique, il est possible de reconstruire le profil d’émissivité moyen du plasma. La connaissance précise des surfaces de flux reste toutefois nécessaire et de petites incertitudes sur leur position, en particulier au centre du plasma, peuvent fortement diminuer la qualité de l’inversion tomographique. Afin de réduire l’effet de ces incertitudes, il est possible de contrôler et d’affiner itérativement la position des surfaces de flux lors du processus d’inversion tomographique. Pour cela, les canaux du DMPX sont séparés en deux groupes ; l’un comprend les canaux observant le côté HFS du plasma, l’autre les canaux observant le côté LFS du plasma. Deux inversions tomographiques indépendantes sont effectuées en utilisant le signal mesuré par les canaux de ces deux groupes. Si la description des surfaces de flux était parfaite, les profils d’émissivité obtenus lors de ces deux inversions devraient être identiques. Dans le cas contraire, la description des surfaces de

flux doit être modifiée.

Dans la routine d'inversion tomographique du DMPX les surfaces de flux initiales sont obtenues à partir du code de reconstruction d'équilibre LIUQE et les deux modifications suivantes des surfaces de flux sont envisagées :

- a. décalage constant et global de tout l'équilibre dans la direction radiale, caractérisé par le paramètre dR_1 ,
- b. décalage proportionnel à $1 - \rho$ dans la direction radiale, caractérisé par le paramètre dR_2 (modification du Shafranov shift).

Les lignes de visée du DMPX étant quasiment verticales, un décalage des surfaces de flux dans cette direction influence peu l'inversion et n'est habituellement pas pris en compte. La modification des surfaces de flux obtenue pour $dR_1 = 3 \text{ cm}$ et $dR_2 = 3 \text{ cm}$ est illustrée dans la figure 2.20.

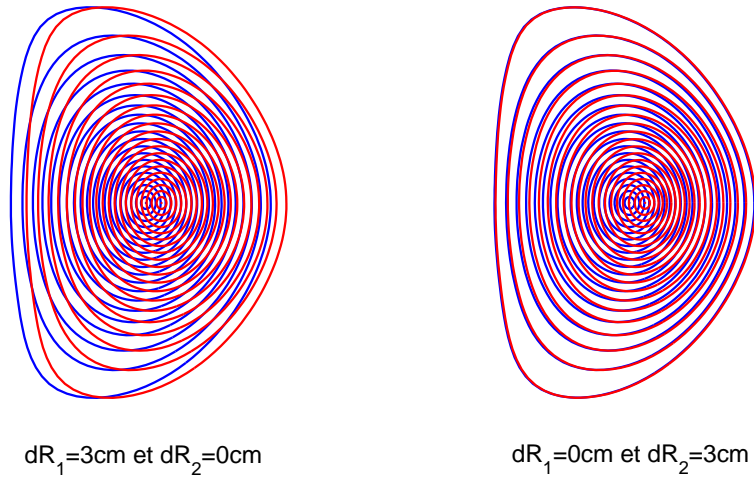


FIG. 2.20 – Exemples de modification des surfaces de flux obtenues en variant les paramètres dR_1 et dR_2 . Les surfaces initiales sont représentées en bleu et les surfaces modifiées en rouge.

Lors de l'inversion tomographique réalisée pour le DMPX, les paramètres dR_1 et dR_2 sont d'abord déterminés de manière à minimiser la différence entre les profils d'émissivité obtenus à partir des canaux HFS et LFS, puis l'inversion est effectuée en utilisant le signal mesuré par tous les canaux. La méthode est testée en utilisant la routine d'inversion avec comme paramètres d'entrée le signal fictif calculé à partir du profil b et une description altérée des surfaces de flux. Le signal fictif est d'abord calculé sans bruit, puis avec 10% de bruit additionnel. Deux modifications des surfaces de flux sont étudiées :

- a. $dR_1 = 1 \text{ cm}$ et $dR_2 = 0.5 \text{ cm}$
- b. $dR_1 = 1.5 \text{ cm}$ et $dR_2 = -1.5 \text{ cm}$

Les résultats sont présentés dans la figure 2.21. Dans tous les cas envisagés la position réelle des surfaces de flux est retrouvée à quelques millimètres près et la différence relative entre le profil d'émissivité reconstruit et le profil d'émissivité initial est inférieure à 8%.

Les tests effectués confirment le bon fonctionnement de la routine d'inversion et indiquent que cette dernière peut être utilisée pour reconstruire avec précision le profil d'émissivité du plasma à partir des signaux mesurés par le DMPX dont le bruit associé est de typiquement 5% (voir sections 2.2.4 et 2.2.5).

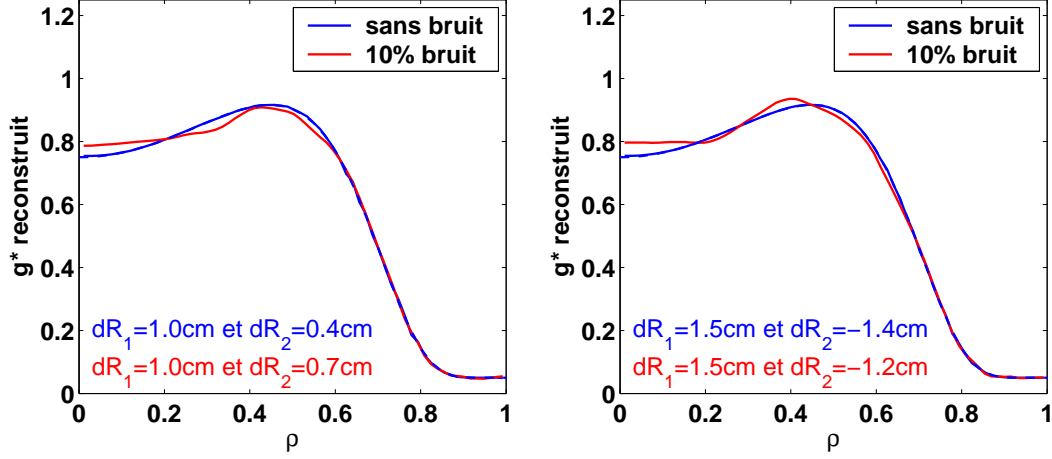


FIG. 2.21 – Test de la routine d'inversion tomographique du DMPX avec modification des surfaces de flux. Une proportion variable de bruit (0 ou 10%) est ajoutée au signal fictif. La modification de l'équilibre déterminée lors de l'inversion est indiquée pour chaque cas.

Applications et exemples

L'inversion tomographique du signal mesuré par le DMPX permet d'une part d'étudier les variations locales du profil d'émissivité et de déterminer le rayon normalisé auquel ces variations se produisent, d'autre part d'obtenir une mesure précise de la position radiale de l'axe magnétique du plasma. Deux exemples d'utilisation de l'inversion tomographique des données du DMPX pour des plasmas de TCV sont présentés dans ce paragraphe.

a. Formation locale d'une barrière de transport.

Dans certaines conditions, une réduction brutale du transport de chaleur et/ou de particules du centre vers le bord du plasma est observée. Cette réduction du transport, communément appelée barrière de transport, conduit à une augmentation significative du confinement de l'énergie et se manifeste par une augmentation du gradient du profil de température et/ou de densité du plasma. Les plasmas possédant une barrière de transport sont particulièrement intéressants car le fort gradient de pression génère une fraction non négligeable du courant plasma et car la pression centrale élevée y est favorable aux réactions de fusion. La formation d'une barrière de transport dans les plasmas de TCV a été caractérisée spatialement et temporellement à l'aide du DMPX [47]. La variation du profil d'émissivité lors de la formation de la barrière, obtenu par inversion tomographique des données du DMPX, est représenté dans la figure 2.22. La formation de la barrière est rapide et localisée dans une région étroite située hors axe autour de $\rho = 0.48$. Son temps

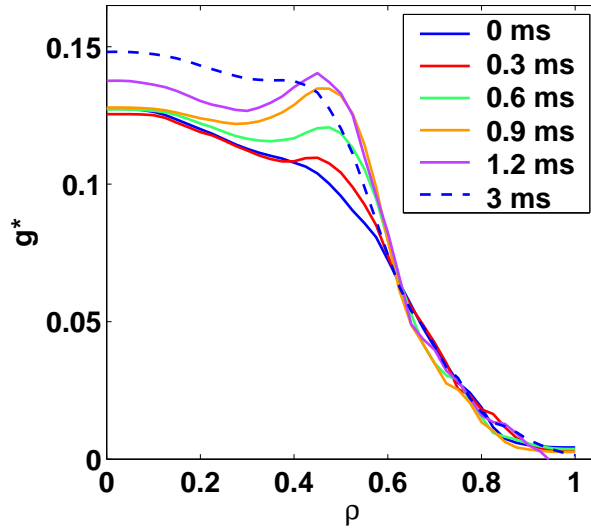


FIG. 2.22 – Évolution du profil d'émissivité local obtenu par inversion tomographique du signal mesuré par le DMPX lors de la formation rapide et localisée hors axe d'une barrière de transport. TCV : #28873

de formation est inférieur au temps de confinement de l'énergie dans le plasma. La reconstruction du profil de courant du plasma indique en outre que le rayon de formation de la barrière coïncide avec le rayon où le profil du facteur de sécurité q possède son minimum. Des mesures effectuées par interférométrie montrent que le profil de densité reste constant lors de la formation de la barrière et la variation du profil d'émissivité observée par le DMPX est attribuée à une variation du profil de température.

b. Reconnexions magnétiques.

Dans la plupart des plasmas dont la valeur centrale du facteur de sécurité q est inférieure à 1, des reconnexions magnétiques périodiques ont lieu à l'intérieur de la surface $q = 1$. Ces reconnexions sont extrêmement rapides et entraînent une expulsion de particules et d'énergie du centre vers le bord du plasma, laquelle conduit à un aplatissement des profils de densité et de température principalement à l'intérieur de la surface $q = 1$. Un exemple de modification du profil d'émissivité lors d'une reconnexion magnétique est représenté dans la figure 2.23 pour les données inversées du DMPX. L'inversion tomographique permet de déterminer le rayon pour lequel le profil reste constant lors de la reconnexion. Ce rayon, appelé rayon d'inversion, est intimement lié au rayon de la surface $q = 1$ et sa connaissance permet de mieux caractériser le profil du facteur de sécurité du plasma. Par ailleurs, la variation de la position des surfaces de flux, et donc de l'axe magnétique, lors de la reconnexion est déterminé pendant l'inversion. Pour l'exemple montré dans la figure 2.23, la position radiale de l'axe magnétique varie de $R_{\text{axis}} = 86.9$ cm à $R_{\text{axis}} = 85.8$ cm entre le début et la fin de la reconnexion magnétique. Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par le système XTOMO et montrent que le DMPX, dont la réso-

lution spatiale dans la direction radiale est trois fois supérieure à celle du système XTOMO, peut être utilisé pour déterminer la position de l'axe magnétique avec précision.

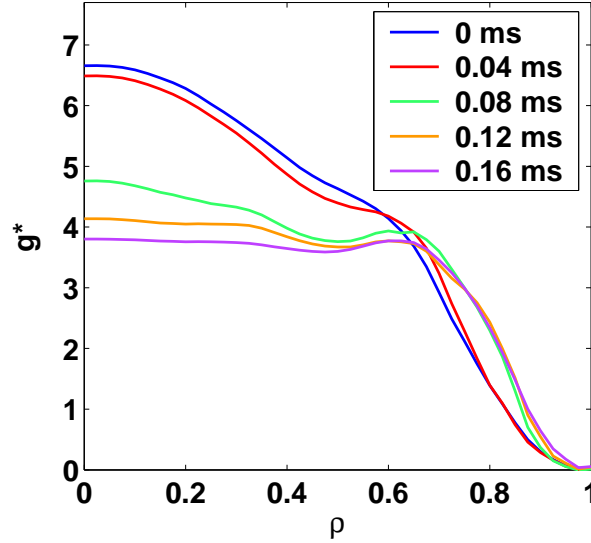


FIG. 2.23 – Évolution du profil d'émissivité local obtenu par inversion tomographique du signal mesuré par le DMPX lors de la reconnexion magnétique centrale du plasma.

TCV : #31751

2.3.3 Mesure de la température électronique

Les deux chambres à fils du DMPX mesurent le rayonnement X mou émis par le plasma dans deux domaines d'énergie différents. La comparaison de ces deux mesures permet, si l'on suppose que la fonction de distribution des électrons est maxwellienne, de calculer la température du plasma. En effet, le rapport de l'émissivité pondérée obtenue par inversion tomographique des signaux mesurés par les chambre 1 et 2 du DMPX s'écrit :

$$\frac{g_1^*}{g_2^*} = \frac{\int_0^{+\infty} p_1(E)G(E)dE}{\int_0^{+\infty} p_2(E)G(E)dE} \quad (2.3)$$

En incluant la contribution du rayonnement de bremsstrahlung et du rayonnement de recombinaison, l'émissivité spectrale d'un plasma maxwellien de température T_e peut s'exprimer $G(E) = h \cdot e^{-\frac{E}{T_e}}$, où h est une fonction dépendant principalement de n_e , T_e et Z_{eff} [48]. Après simplification, l'équation (2.3) devient donc :

$$\frac{g_1^*}{g_2^*} = \frac{\int_0^{+\infty} p_1(E)e^{-\frac{E}{T_e}}dE}{\int_0^{+\infty} p_2(E)e^{-\frac{E}{T_e}}dE} \quad (2.4)$$

Cette expression ne tient pas compte des contributions éventuelles du rayonnement de ligne. Connaissant les probabilités d'absorption, p_1 et p_2 , d'un photon dans la chambre 1

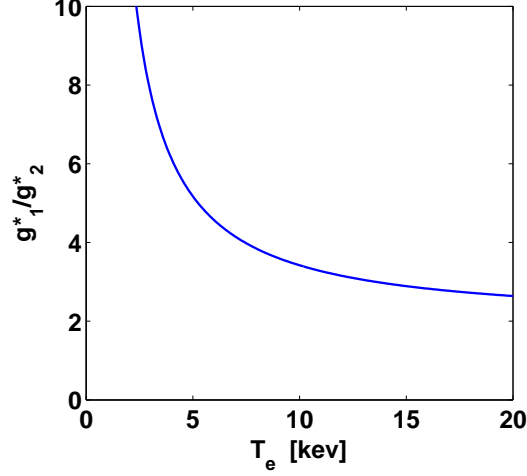


FIG. 2.24 – Variation du rapport $\frac{g_1^*}{g_2^*}$ obtenu pour le DMPX en fonction de la température, pour un plasma maxwellien.

et dans la chambre 2 respectivement, il est possible de calculer le membre droit de l'équation (2.4) en fonction de la température du plasma. Le résultat est représenté dans la figure 2.24 pour la configuration standard du DMPX (pas d'absorbant supplémentaire entre la fente et le détecteur) et montre que $\frac{g_1^*}{g_2^*}$ est une fonction monotone de la température. Connaissant le rapport $\frac{g_1^*}{g_2^*}$, il est alors possible de déterminer la température du plasma, la précision de la méthode étant conditionnée par la pente de la fonction $\frac{g_1^*}{g_2^*} = f(T_e)$.

Pendant cette thèse, la mise en place sur TCV de la mesure de la température électronique à l'aide du DMPX par la méthode dite « des absorbants » a été amorcée. Cette méthode nécessite notamment la connaissance précise du gain relatif des deux chambres du DMPX, lequel dépend fortement de la concentration du gaz de détection. Dans un premier temps, l'étanchéité des chambres à fils a donc été améliorée afin de pouvoir garantir la même concentration du gaz de détection dans les deux enceintes de détection. Puis l'étalonnage relatif des deux chambres à fils a été effectué, voir section 2.2.5. Un système de mesure du flux à l'entrée et à la sortie des chambres à fils est en cours d'installation et permettra de contrôler l'évolution de l'étanchéité des chambres à fils. Avant d'utiliser régulièrement le DMPX pour mesurer la température électronique du plasma à l'aide de la méthode des absorbants, il reste encore à évaluer précisément la présence d'impuretés métalliques (principalement fer et nickel) dans les plasmas de TCV et l'impact de leur rayonnement de ligne sur la méthode de mesure.

2.4 Résumé

Le DMPX est un détecteur multicanaux composé de deux chambres à fils fonctionnant en régime proportionnel. Il permet la détection des rayons X mous d'énergie comprise entre 1 keV et 30 keV avec une grande résolution spatiale et temporelle. La distance

entre deux lignes de visée à l'équateur de la chambre à vide est de 8 mm, soit 3% du petit rayon du plasma, et la bande passante à -3 dB est supérieure à 20 kHz. Le DMPX est utilisé en régime continu et le signal mesuré est donc proportionnel à la puissance moyenne des photons absorbés. Pour augmenter la contribution relative des photons de haute énergie au signal, la borne inférieure du domaine d'énergie observé peut être augmentée en insérant des absorbants supplémentaires entre le plasma et le détecteur. Le gain intrinsèque du détecteur est élevé, typiquement 10^2 à 10^5 , et contrôlé par la tension de polarisation des chambres à fils.

Le travail consacré au DMPX pendant cette thèse a été dédié à l'intégration du détecteur sur TCV et au développement de routines permettant l'analyse des données. Il comprend en particulier les points suivants :

- a. La modification de la position de la fente et des chambres à fils par rapport à l'ancienne version du DMPX, afin de pouvoir mesurer l'émissivité sur toute la section du plasma, bord inclus, tout en maximisant le signal mesuré et la résolution spatiale du détecteur. Cette modification a particulièrement amélioré la qualité de l'inversion tomographique des données.
- b. L'installation d'une tirette mobile à quatre positions afin de pouvoir varier le type et l'épaisseur des absorbants situés entre le plasma et le DMPX. Le choix de l'absorbant approprié permet d'adapter le DMPX à des plasmas d'émissivité très variée et également de contrôler la borne inférieure de la gamme d'énergie du rayonnement X observé.
- c. Un système de mesure du flux de gaz circulant dans les chambres à fils a été mis en place. Ce système permet de protéger les chambres à fils en empêchant leur polarisation si le gaz de détection n'y circule pas. Une amélioration du système de mesure du flux est en cours afin de pouvoir également contrôler l'étanchéité des chambres à fils.
- d. Le test et l'étalonnage du DMPX à l'aide d'une source de rayons X.
- e. L'écriture, le test et l'utilisation d'une routine d'inversion tomographique basée sur le découpage du plasma en pixels délimités par les surfaces de flux.
- f. Une étude préliminaire de la mesure de la température électronique à l'aide du DMPX, basée sur la méthode des absorbants.

Le travail effectué a contribué à de nombreuses et diverses utilisations du DMPX. Entre autres, l'étude des phénomènes MHD dans les plasmas de section allongée [43, 44] a exploité la haute résolution spatiale et temporelle du détecteur. Le changement des absorbants situés entre le plasma et le détecteur à l'aide de la tirette mobile a permis l'étude de la production d'électrons de haute énergie lors des reconnexions magnétiques [45]. L'inversion tomographique des données et la haute résolution du détecteur ont été utilisées pour la caractérisation spatiale et temporelle de la formation des barrières de transport [47] ainsi que pour la mise en évidence du chauffage du plasma par injection d'ondes de Bernstein [49].

Chapitre 3

Transport et confinement de l'énergie thermique : la forme du plasma a-t-elle une influence ?

3.1 Introduction

Dans un tokamak, le confinement de l'énergie est limité par le rayonnement du plasma et par le transport radial, du centre vers le bord du plasma, des particules, de l'énergie thermique et de la quantité de mouvement. Une compréhension précise du transport, basée sur l'étude expérimentale des plasmas aussi bien que sur leur modélisation, permet d'identifier les paramètres clefs contrôlant le niveau de transport et de prédire le temps de confinement de l'énergie des futurs tokamaks tels qu'ITER.

La théorie dite « classique » décrit le transport dû aux collisions coulombiennes, dans un plasma stable confiné par un champ magnétique à symétrie cylindrique [50]. Pour un plasma de tokamak, la prise en compte des contributions supplémentaires introduites par la géométrie toroïdale a conduit à l'élaboration de la théorie dite « néoclassique » qui décrit le transport dû aux collisions coulombiennes dans un plasma stable confiné par un champ magnétique toroïdal, axisymétrique et inhomogène [51–54]. Si dans la direction parallèle aux lignes de champ magnétique les prédictions de la théorie néoclassique sont en excellent accord avec les données expérimentales [55], il n'en est pas de même dans la direction perpendiculaire aux surfaces de flux. En effet, dans cette direction, le niveau de transport observé dans les plasmas de tokamaks excède les prédictions de la théorie néoclassique par un à trois ordres de grandeur. Cette différence est généralement attribuée au transport supplémentaire engendré par les fluctuations turbulentes du plasma provenant de la saturation non linéaire de diverses micro-instabilités. La modélisation et la simulation du transport provoqué par les micro-instabilités sont des domaines extrêmement actifs de la recherche actuelle en physique des plasmas [56]. Parallèlement à cet effort de modélisation, les études expérimentales permettent, d'une part de tester les modèles proposés, d'autre part de guider la modélisation en mettant en évidence les paramètres

du plasma qui influencent le transport. Le travail effectué lors de cette thèse s'inscrit dans ce cadre et vise à déterminer expérimentalement l'impact de la forme du plasma sur le transport. Dans cette section, nous introduirons tout d'abord quelques notions de bases nécessaires à l'étude du confinement et du transport d'énergie, puis nous présenterons les résultats expérimentaux qui ont motivé cette thèse.

3.2 Confinement et transport de l'énergie thermique

3.2.1 Temps de confinement de l'énergie

Le temps de confinement de l'énergie τ_E est défini en régime stationnaire comme le rapport de l'énergie thermique totale du plasma W^{tot} et de la puissance qu'il reçoit P_{in} :

$$\tau_E = \frac{W^{\text{tot}}}{P_{\text{in}}}$$

L'énergie thermique totale est obtenue en intégrant l'énergie cinétique microscopique des différentes particules sur le volume du plasma :

$$\tau_E = \frac{1}{P_{\text{in}}} \int \sum_{\alpha} \frac{3}{2} n_{\alpha} T_{\alpha} dV$$

Dans cette expression, l'indice α représente le type de particules, électrons et différentes espèces d'ions. La température des particules de type α est définie de manière usuelle à partir du deuxième moment de leur fonction de distribution. Cette définition de la température est détaillée dans [25] à la page 192. En séparant les contributions électronique et ionique, et en notant α_i les différents types d'ions, il est également possible de définir le temps de confinement de l'énergie électronique τ_{Ee} et le temps de confinement de l'énergie ionique τ_{Ei} :

$$\begin{aligned} \tau_{Ee} &= \frac{W_e^{\text{tot}}}{P_{\text{in}}} = \frac{1}{P_{\text{in}}} \int \frac{3}{2} n_e T_e dV \\ \tau_{Ei} &= \frac{W_i^{\text{tot}}}{P_{\text{in}}} = \frac{1}{P_{\text{in}}} \int \sum_{\alpha_i} \frac{3}{2} n_{\alpha_i} T_{\alpha_i} dV \end{aligned}$$

En régime stationnaire, le temps de confinement de l'énergie caractérise l'énergie totale obtenue pour une puissance de chauffage donnée. Il constitue une mesure des propriétés globales de confinement du plasma.

3.2.2 Diffusivité thermique

L'étape suivante consiste à évaluer le transport local de l'énergie dans le plasma, perpendiculairement aux surfaces de flux. Le transport local de l'énergie détermine le profil de température obtenu pour une puissance de chauffage donnée. En adoptant une

description fluide du plasma, on obtient, à partir de l'équation de Landau, la loi de conservation locale de l'énergie thermique pour les particules de type α :

$$\frac{\partial W_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\vec{Q}_\alpha + \frac{3}{2} T_\alpha \vec{\Gamma}_\alpha \right) = S_\alpha \quad (3.1)$$

Dans cette expression, \vec{Q}_α et $\vec{\Gamma}_\alpha$ sont respectivement le flux d'énergie thermique et le flux de particules, dont le lecteur trouvera une définition dans [25] à la page 191. S_α représente les puits et sources d'énergie. Les surfaces de flux sont repérées à l'aide d'une coordonnée radiale ρ représentant une fonction monotone du flux magnétique poloïdal. Le volume délimité par une surface de flux est noté V et sa dérivée radiale $V' = \frac{\partial V}{\partial \rho}$. La moyenne d'une quantité a sur une surface de flux est notée $\langle a \rangle$ ou \bar{a} et on rappelle la propriété suivante :

$$\langle \vec{\nabla} \cdot \vec{A} \rangle = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V' \vec{A} \cdot \vec{\nabla} \rho \right)$$

En moyennant l'équation (3.1) sur les surfaces de flux, on obtient :

$$\frac{\partial \bar{W}_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V' \langle \vec{Q}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \rho \rangle + \frac{3}{2} V' \langle T_\alpha \vec{\Gamma}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \rho \rangle \right) = \bar{S}_\alpha$$

On note Q_α la composante radiale du flux d'énergie thermique moyennée sur une surface de flux :

$$Q_\alpha = \langle \vec{Q}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \rho \rangle$$

De la même façon, on note Γ_α la composante radiale du flux de particules moyennée sur une surface de flux :

$$\Gamma_\alpha = \langle \vec{\Gamma}_\alpha \cdot \vec{\nabla} \rho \rangle$$

En supposant en outre que la température est constante sur une surface de flux, la conservation locale de l'énergie thermique pour les particules de type α devient :

$$\boxed{\frac{\partial \bar{W}_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(V' Q_\alpha + \frac{3}{2} V' T_\alpha \Gamma_\alpha \right) = \bar{S}_\alpha} \quad (3.2)$$

L'équation (3.2) relie le flux et les sources d'énergies thermiques à la variation temporelle de l'énergie du plasma. En s'inspirant de la relation entre flux et gradients obtenus dans la théorie néoclassique, on définit la diffusivité thermique χ_α à partir du flux d'énergie thermique et du gradient de température :

$$\vec{Q}_\alpha = -n_\alpha \chi_\alpha \vec{\nabla} T_\alpha$$

Ce qui, une fois moyenné sur une surface de flux et en supposant $\bar{n}_\alpha = n_\alpha$ et $\bar{\chi}_\alpha = \chi_\alpha$, devient :

$$\boxed{Q_\alpha = -n_\alpha \chi_\alpha \langle |\vec{\nabla} \rho|^2 \rangle \frac{\partial T_\alpha}{\partial \rho}} \quad (3.3)$$

En pratique, le flux d'énergie thermique peut très bien dépendre d'autres termes que le gradient de température, comme par exemple le gradient de densité ou le gradient du champ électrique radial, et les variations de χ_α en fonction des différents paramètres du plasma ne sont pas fixées par l'équation (3.3). Cette approche est orientée vers une étude expérimentale du transport de chaleur. La diffusivité thermique χ_α , calculée à l'aide des équations (3.2) et (3.3), caractérise le gradient de température pouvant être soutenu par un flux d'énergie donné, dans des conditions de plasma données. Si cette définition possède l'avantage d'être simple, il faut toutefois avoir conscience que la mise en évidence du ou des paramètres influençant le transport d'énergie thermique, nécessite que la comparaison des valeurs de χ_α obtenues pour différents plasmas soit effectuée avec le plus grand soin. En effet, il est expérimentalement difficile, voir impossible, de ne varier qu'un paramètre à la fois. La séparation de l'impact des divers paramètres sur le transport d'énergie thermique doit donc être faite progressivement, en explorant un domaine le plus large possible et éventuellement en effectuant des études dédiées à un paramètre donné. Dans le cas qui nous intéresse ici, à savoir l'influence éventuelle de la forme du plasma, il a donc été nécessaire d'identifier les paramètres influençant le transport d'énergie thermique, pour une forme de plasma fixée, avant de pouvoir conclure sur l'effet spécifique de la forme.

3.2.3 Instabilités macroscopiques

Les instabilités macroscopiques du plasmas peuvent conduire à une augmentation du transport radial et à une diminution du confinement de l'énergie. Parmi les instabilités macroscopiques que l'on rencontre dans les plasmas de tokamaks, les plus fréquentes sont :

- a. *Les dents de scie*. Les dents de scie sont des relaxations périodiques du profil de pression au centre du plasma. Leur nom provient de l'évolution temporelle en « dents de scie » de la pression centrale du plasma observée en leur présence. Les dents de scie provoquent une expulsion des particules et de l'énergie situées à l'intérieur de la surface $q = 1$ vers l'extérieur de cette surface, attribuée à une reconnexion des lignes de champ magnétique dans cette région. Par l'aplatissement régulier du profil de pression qu'elles provoquent principalement à l'intérieur de la surface $q = 1$, les dents de scie diminuent le temps de confinement de l'énergie. Plus le rayon de la surface $q = 1$ et la fréquence des dents de scie sont élevés, plus l'impact des dents de scie sur le temps de confinement de l'énergie est important.
- b. *Les ELMs*. Les ELMs, de l'anglais « Edge Localized Modes », sont des relaxations périodiques du profil de pression au bord du plasma. En pratique, les ELMs sont observés dans un régime de plasma particulier appelé mode H. Les modes H (High confinement) sont généralement obtenus dans une configuration magnétique avec point X, en augmentant la puissance de chauffage d'un plasma standard, en mode L (Low confinement), au delà d'un certain seuil. Le gradient de pression au bord du plasma, et par conséquent l'énergie totale du plasma, augmentent alors fortement. Même si les ELMs diminuent le confinement de l'énergie en expulsant périodiquement des particules hors du plasma, le temps de confinement de l'énergie des modes

H est en général nettement plus élevé que celui des modes L.

- c. *Les îlots MHD.* Les îlots MHD sont des modifications locales de l'équilibre MHD qui provoquent la connexion par une ligne de champ magnétique de deux surfaces de flux de rayons différents. Le transport étant nettement plus important parallèlement que perpendiculairement aux lignes de champs, cette modification de l'équilibre MHD engendre une augmentation considérable du transport radial à l'intérieur de l'îlot. La diminution du temps de confinement qui en résulte est proportionnelle à la taille de l'îlot et est d'autant plus importante que l'îlot est proche du bord du plasma.

Les modifications du profil de pression provoquées par ces trois instabilités sont schématisées dans la figure 3.1. Puisque les instabilités macroscopiques augmentent le transport

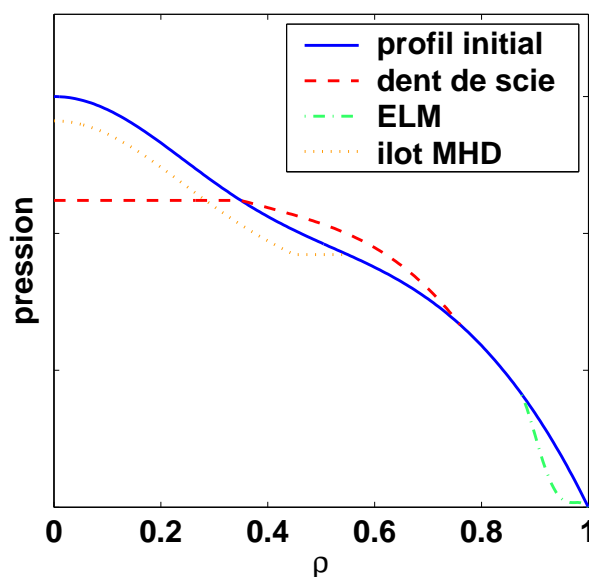


FIG. 3.1 – Modifications du profil de pression du plasma provoquées par les dents de scie, les ELMs et les îlots MHD.

radial, leur impact doit être pris en compte dans les études de transport, le plus simple étant d'éviter leur présence. Les études de transport effectuées dans cette thèse sont exclusivement réalisées en mode L, afin d'éviter l'effet des ELMs, et en l'absence d'îlot MHD détectable. Par ailleurs, pour les résultats présentés dans la chapitre 6, le rayon de la surface $q = 1$ est gardé constant afin d'assurer que les variations du temps de confinement observées ne sont pas dues aux dents de scie.

3.2.4 Instabilités microscopiques

Une grande variété de micro-instabilités peuvent exister dans les plasmas magnétisés. En particulier, le transport dû aux micro-instabilités engendrées par le gradient de température, le gradient de densité et les particules piégées, pourrait représenter la majeure contribution au transport radial dans les plasmas de tokamaks [57]. Les récents progrès

réalisés dans la simulation des micro-instabilités et leur impact sur le transport sont résumés dans [56]. Les principales micro-instabilités présentes dans le cœur des plasmas de tokamaks sont :

- les instabilités ETG (Electron Temperature Gradient [58, 59]), engendrées par le gradient de température électronique et pour lesquelles l'échelle spatiale caractéristique des fluctuations est inférieure au rayon de Larmor ionique.
- les instabilités TEM (Trapped Electron Mode [60]), liées à la population d'électrons piégés et pour lesquelles l'échelle spatiale caractéristique des fluctuations est de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor ionique.
- les instabilités ITG (Ion Temperature Gradient [61–64]), engendrées par le gradient de température ionique et pour lesquelles l'échelle spatiale caractéristique des fluctuations est également de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor ionique.

Ces trois types de micro-instabilités possèdent en général un seuil lié au gradient de température et sont donc de bons candidats pour expliquer la rigidité du profil de température observée dans les tokamaks en présence de chauffage central [65, 66]. L'évaluation des micro-instabilités présentes dans les plasmas de TCV analysés pendant cette thèse est effectuée dans le chapitre 5. Dans les chapitres 5 et 6, les dépendances expérimentales du transport sur les différents paramètres du plasma sont comparées qualitativement à celles prédites par les simulations des micro-instabilités.

3.3 Effet géométrique de la forme du plasma et impact des dents de scie sur le confinement

3.3.1 Facteur géométrique

La forme du plasma intervient dans l'équation (3.3) par l'intermédiaire du facteur géométrique $f_g = \langle |\vec{\nabla}\rho|^2 \rangle$ représentatif de l'écart moyen entre les surfaces de flux. Les variations du profil de f_g obtenues pour différentes formes de plasma sont représentées dans la figure 3.2. L'augmentation de l'élongation κ diminue fortement le facteur géométrique sur tout le profil, alors que le changement de la triangularité δ déforme légèrement le profil de f_g . Dans l'hypothèse où l'équation (3.3) a un sens, c'est-à-dire s'il existe une relation univoque entre le flux d'énergie thermique \vec{Q}_α et le gradient de température $\vec{\nabla}T_\alpha$, l'impact du facteur géométrique sur le temps de confinement de l'énergie peut être évalué en comparant le temps de confinement du plasma à celui qu'aurait un plasma circulaire possédant les mêmes profils de flux d'énergie, densité de particules et diffusivité thermique. Le rapport obtenu est appelé facteur d'amélioration lié à la forme (SEF, Shape Enhancement Factor [67, 68]).

Le calcul du SEF est effectué de la manière suivante. Dans un premier temps, le temps de confinement de l'énergie du plasma réel ainsi que son profil de diffusivité thermique $\chi(\rho)$ sont calculés à partir de la description des surfaces de flux et des profils expérimentaux de densité, température et flux d'énergie. Dans un deuxième temps, l'équation (3.3)

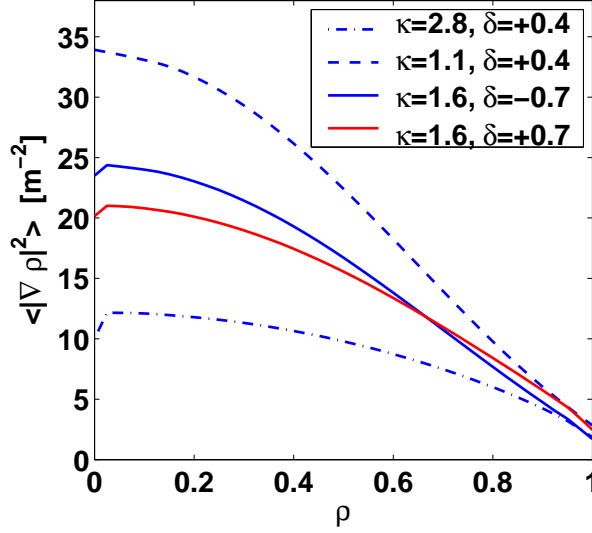


FIG. 3.2 – Impact de l'élongation et de la triangularité sur le profil du facteur géométrique f_g . TCV : #9911, 19034, 27130 et 27406

est utilisée pour reconstruire le profil de température qu'aurait un plasma circulaire possédant les mêmes profils de flux d'énergie, densité de particules et diffusivité thermique que le plasma réel. Le temps de confinement de l'énergie du plasma circulaire est ensuite calculé et comparé à celui du plasma réel. Pour le calcul du SEF, les coefficients de transport des particules et de l'énergie thermique, ainsi que la fraction de puissance rayonnée par le plasma sont supposés indépendants de la forme du plasma et du profil de température. De plus, les surfaces de flux du plasma circulaire sont choisies concentriques et de même largeur à mi-hauteur que celles du plasma réel. Ceci revient à supposer que le Shafranov shift des surfaces de flux du plasma circulaire est nul et que la différence entre le profil de courant du plasma réel et du plasma circulaire n'entraîne pas de modification significative du flux poloïdal. Le calcul du SEF suppose également que le plasma ne comporte pas d'instabilités macroscopiques ou que leur effet sur le confinement de l'énergie ne dépend pas de la forme du plasma. En résumé, le SEF est un outil permettant d'évaluer, lors d'un changement de forme du plasma, la part de la variation du temps de confinement qui est due à la variation du profil de température provoquée par la modification du facteur géométrique.

3.3.2 Dents-de-scie

Lorsque la surface $q = 1$ existe dans un plasma, les relaxations périodiques centrales du profil de pression, décrites dans la section 3.2.3, affectent le confinement du plasma et provoquent une diminution du temps de confinement de l'énergie d'autant plus importante que le rayon de la surface $q = 1$, noté ρ_1 , est grand. À courant total constant, la modification de la forme du plasma entraîne une modification de ρ_1 , car ce dernier dépend fortement de la densité de courant moyenne [69].

Afin de séparer l'impact du facteur géométrique et de ρ_1 sur le temps de confinement de l'énergie lors d'un changement de forme du plasma, des simulations de transport ont été réalisées avec le code ASTRA (Automated System for TRansport Analysis [70]). ASTRA est un code permettant la simulation des plasmas de tokamak en utilisant divers modèles unidimensionnels pour le transport radial des particules et de l'énergie thermique, ainsi que des modules permettant l'intégration de différents phénomènes physiques. Pour les simulations effectuées dans ce paragraphe, les profils de densité, de flux d'énergie et de diffusivité thermique sont gardés constants, les valeurs choisies étant celles obtenues pour un plasma réel de TCV, en présence de 1.5MW de chauffage ECRH. Le profil de courant néoclassique est calculé en prenant en compte les contributions du courant ohmique et du courant induit par le gradient de pression (courant de bootstrap). Le courant total et la forme de la dernière surface de flux sont prescrits. L'équilibre magnétique du plasma est obtenu en résolvant l'équation de Grad-Shafranov sur la section poloïdale. Les profils de température sont reconstruits à l'aide de l'équation (3.3) et l'effet des dents de scie est pris en compte de manière simplifiée en adoptant un profil plat de température à l'intérieur de la surface $q=1$.

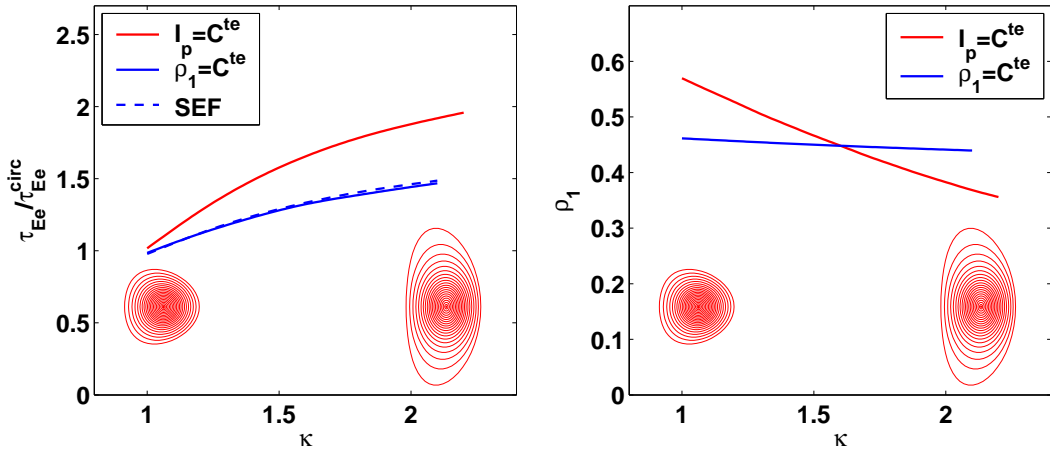


FIG. 3.3 – Impact de l'élongation sur le temps de confinement (simulations ASTRA) lorsque le courant total est maintenu constant (impact du facteur géométrique f_g et des dents de scie) et lorsque le rayon de la surface $q=1$ est maintenu constant (impact du facteur géométrique uniquement).

Tout d'abord, diverses formes de plasmas sont comparées en gardant le courant total constant, puis le courant total est ajusté afin d'obtenir le même rayon de la surface $q=1$ pour chaque forme. Pour chacune de ces simulations, le flux d'énergie thermique est maintenu constant en adaptant la puissance de chauffage EC. Les valeurs du temps de confinement de l'énergie et du rayon de la surface $q=1$ obtenues en régime stationnaire dans les différents cas sont représentées dans les figures 3.3 et 3.4. Les temps de confinement sont normalisés au temps de confinement obtenu pour un plasma circulaire. Lorsque ρ_1 est maintenu constant, l'influence des dents de scie sur le profil de température, telle qu'elle est prise en compte dans ces simulations, ne dépend pas de la forme. Seule la

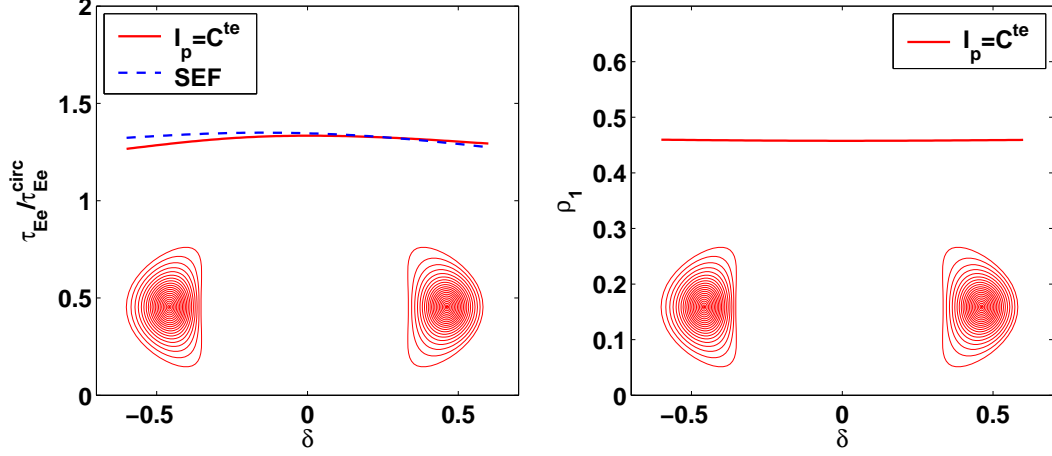


FIG. 3.4 – Impact de la triangularité sur le temps de confinement simulations ASTRA) lorsque le courant total est maintenu constant (impact du facteur géométrique f_g et des dents de scie). Le rayon de la surface $q=1$ varie très peu avec la triangularité et pour le modèle utilisé, l'impact des dents de scie est donc négligeable.

variation du facteur géométrique f_g avec la forme du plasma peut alors modifier le confinement, comme dans le modèle utilisé pour le calcul du SEF. La variation du temps de confinement prédite par le SEF, également représentée dans les figures 3.3 et 3.4, est d'ailleurs en excellent accord avec le résultat des simulations ASTRA, indiquant que les hypothèses effectuées pour la description des surfaces de flux du plasma circulaire dans le calcul du SEF sont réalistes. La variation de f_g entraîne une augmentation significative du temps de confinement avec l'élongation du plasma. L'effet de la triangularité est nettement plus faible et symétrique pour des triangularités négatives ou positives. Lorsque le courant total est maintenu constant, la diminution de ρ_1 provoquée par l'augmentation de l'élongation accentue fortement l'augmentation du temps de confinement, montrant à quel point il est important de tenir compte de l'effet des dents de scie dans les études de confinement. Les variations de ρ_1 avec la triangularité sont faibles, même à courant total fixe, et leur impact sur le temps de confinement est négligeable.

3.4 Variation expérimentale du temps de confinement en fonction de la forme du plasma

Des études de confinement ont été réalisées sur TCV pour des plasmas ohmiques dont la densité moyenne varie de 5 à $9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. L'étude est réalisée pour des plasmas en mode L, afin de s'affranchir de l'impact de la stabilité du bord du plasma et de pouvoir disposer d'une plage d'opération en élongation et triangularité la plus large possible. L'effet de la forme a été évalué en explorant une large gamme d'élongations, $1 < \kappa < 1.85$ et de triangularités $-0.3 < \delta < 0.55$. Les résultats obtenus indiquent que le temps de confinement de l'énergie électronique τ_{Ee} augmente significativement avec l'élongation du plasma et

diminue lorsque la triangularité augmente [67, 68]. Cette étude en régime ohmique a été étendue aux plasmas de très haute élongation, $2.2 < \kappa < 2.7$, montrant que dans ce cas, τ_{Ee} ne dépend quasiment plus de l'élongation du plasma [71]. Notons que pour les plasmas ohmiques, l'analyse de l'effet de la forme sur le temps de confinement est rendue délicate par le fait que le rayon de la surface $q = 1$ et la puissance de chauffage ohmique dépendent tous deux du courant total du plasma. Lors des variations de forme, il n'est donc pas possible de garder à la fois le rayon de la surface $q = 1$ et le flux d'énergie thermique constants, alors que ces paramètres influencent fortement le temps de confinement. Toutefois, en prenant en compte les variations de ρ_1 et du flux d'énergie thermique, l'analyse montre que la variation résiduelle du temps de confinement avec la forme du plasma, y compris la saturation pour les très hautes élongations, est raisonnablement bien décrite par le SEF [67, 68], sans qu'il soit nécessaire d'invoquer une dépendance des coefficients de transport sur la forme du plasma. Pour ces plasmas, l'effet de la forme sur le temps de confinement, sans inclure l'effet des macro-instabilités ou la dégradation du confinement due à l'augmentation du flux d'énergie thermique, est donc décrit par les figures 3.3 et 3.4.

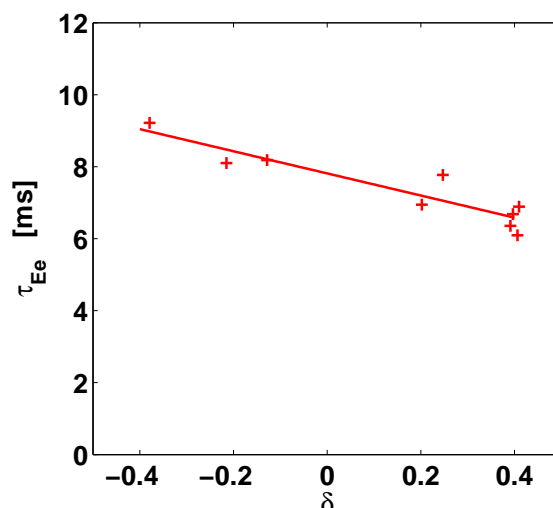


FIG. 3.5 – Augmentation du temps de confinement de l'énergie électronique observée lors de la diminution de la triangularité du plasma vers des valeurs négatives, en présence de 1.5 MW de puissance de chauffage EC, déposée centralement. TCV : #24731, 24732, 24736, 24738, 24745, 24746, 24747, 24818 et 24819

Des études similaires ont été réalisées en présence de 1.5 MW de puissance de chauffage EC, déposée centralement, à l'intérieur de la surface $q = 1$. Le domaine exploré diffère sensiblement de celui du paragraphe précédent. En effet, afin de permettre l'accès du centre du plasma aux ondes EC, la densité moyenne est maintenue relativement basse, à une valeur d'environ $1.8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, et du fait du chauffage EC, la température électronique centrale est 2 à 4 fois plus élevée que pour les plasmas ohmiques. La gamme d'élongations et de triangularités explorée est la suivante : $1.1 < \kappa < 2.15$ et $-0.65 < \delta < 0.55$. L'étude est focalisée sur le confinement de l'énergie électronique, d'une

part car la température et la densité électronique sont mesurés plus précisément que la température et la densité ionique, d'autre part car le chauffage EC permet de chauffer directement les électrons et de contrôler le flux d'énergie thermique électronique. L'analyse de la base de donnée a conduit à l'établissement d'une loi d'échelle décrivant les dépendances du temps de confinement de l'énergie électronique en fonction des principaux paramètres caractérisant le plasma [72]. En particulier, l'augmentation du temps de confinement vers les triangularités négatives est décrite par $\tau_{\text{Ee}} \propto (1 + \delta)^{-0.35}$. La forte corrélation du courant plasma et de l'élongation pour cette base de donnée n'a pas permis le découplage de ces deux paramètres dans la loi d'échelle. Un des avantages de l'étude du confinement en présence de chauffage EC est qu'il est possible de contrôler à la fois le rayon de la surface $q=1$, en ajustant le courant plasma, et le flux d'énergie thermique, en ajustant la puissance EC totale. La variation du temps de confinement obtenue pour une variation de la triangularité du plasma de $\delta = -0.4$ à $\delta = +0.4$ est représentée dans la figure 3.5. La densité du plasma, le rayon de la surface $q=1$, le flux d'énergie thermique total et la puissance rayonnée sont identiques pour les différentes triangularités explorées. L'augmentation de τ_{Ee} vers les triangularités négatives ne peut être expliquée par l'effet du SEF (voir figure 3.4) et suggère une variation des coefficients de transport avec la triangularité du plasma.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce paragraphe conduisent à se poser les questions suivantes :

- D'où provient la différence de comportement du temps de confinement avec la triangularité entre les plasmas ohmiques, haute densité et les plasmas EC, basse densité ?
- Pour les plasmas EC basse densité, la variation du temps de confinement avec la triangularité est-elle due à une influence de la triangularité sur les coefficients de transport ?
- Pour les plasmas EC basse densité, le temps de confinement dépend-il également de l'élongation d'une façon non expliquée par le SEF ? Ou encore, observe-t-on une variation des coefficients de transport avec l'élongation dans ces plasmas ?

La dernière question est probablement la plus délicate. En effet, la stabilité verticale du plasma augmente avec le courant plasma et diminue lorsque l'élongation augmente. Il est donc opérationnellement difficile de réaliser des plasmas à bas courant et haute élongation. C'est pour cette raison que ces deux paramètres n'ont pu être découplés dans l'étude du confinement effectuée dans [72]. On peut espérer s'affranchir de cette difficulté en étudiant directement l'effet de la forme sur les coefficients de transport plutôt que sur le confinement. Cependant, la densité minimale du plasma est opérationnellement liée au courant du plasma et les basses densités ne peuvent être obtenues qu'à relativement bas courant. De plus, pour les études de transport, il est souhaitable de pouvoir contrôler le flux d'énergie thermique. Ceci est faisable en ajustant la puissance de chauffage EC, à condition que la puissance de chauffage ohmique ne soit pas trop importante et donc encore une fois que le courant plasma ne soit pas trop élevé. Un préalable à l'étude de l'influence de l'élongation sur le confinement et le transport de l'énergie est donc la réalisation de plasmas à haute élongation et bas courant. Les progrès réalisés dans cette

direction sont présentés dans le chapitre 4. Dans le chapitre 5, les propriétés du transport d'énergie thermique sont étudiées pour des plasmas de forme fixe, puis l'influence de la triangularité est évaluée dans le chapitre 6.

Chapitre 4

Stabilisation verticale des plasmas de haute élongation par élargissement du profil de courant à l'aide de chauffage EC

4.1 Introduction

Dans les tokamaks, les plasmas dont la section poloïdale est allongée verticalement, c'est-à-dire les plasmas dont l'élongation κ est supérieure à un, sont instables vis-à-vis d'un déplacement vertical [73] et leur position est contrôlée à l'aide d'un système de rétroaction utilisant des bobines toroïdales. Pour un contrôle efficace de la position du plasma, le temps de réponse du système de rétroaction doit être inférieur à l'inverse du taux de croissance de l'instabilité verticale (mode axisymétrique, $n=0$), lequel augmente avec l'élongation du plasma. Le taux de croissance de l'instabilité verticale peut être calculé à l'aide de divers modèles analytiques, semi-analytiques ou numériques, en incluant ou non la présence d'une enceinte conductrice autour du plasma. La présence d'une enceinte conductrice (chambre à vide) améliore grandement la stabilité verticale, car les courants induits dans l'enceinte lors d'un déplacement du plasma exercent sur ce dernier une force opposée à son déplacement. L'effet est d'autant plus prononcé que le plasma est proche des parois de l'enceinte et que l'inductance interne du plasma est faible [74]. En effet, plus l'inductance interne l_i est faible, plus le profil de courant est large, et plus les courants stabilisants induits dans les parois de l'enceinte sont importants. À performances égales du système de contrôle de la position verticale, l'élongation maximale d'un plasma stable sera d'autant plus élevée que son inductance interne est faible. Un résumé des principaux modèles utilisés pour calculer le taux de croissance de l'instabilité verticale dans les tokamaks et la description détaillée des modèles RPM (Rigid Plasma Model) et DPM (Deformable Plasma Model) développés à TCV sont présentés dans [75]. Les modèles RPM et DPM, dont les prédictions sont en excellent accord avec les résultats

expérimentaux [76], ont été utilisés pour optimiser le système de contrôle de la position verticale de TCV. L'installation de bobines toroïdales situées à l'intérieur et à l'extérieur de la chambre à vide [13] et l'optimisation du système de contrôle ont rendu possible la stabilisation de plasmas dont le taux de croissance de l'instabilité verticale approche $\gamma=4500\text{ s}^{-1}$ et a ainsi permis d'atteindre l'élongation record de $\kappa=2.8$ [77]. La figure 4.1 représente l'inductance interne du plasma en fonction de son élongation, pour les plasmas réalisés sur TCV entre juin 1995 et mai 2006. La limite supérieure du domaine exploré souligne le rôle essentiel de l'inductance interne dans la stabilité verticale du plasma. Plus l'élongation est élevée, plus une inductance interne faible est nécessaire afin de limiter le taux de croissance de l'instabilité verticale et pouvoir contrôler la position du plasma.

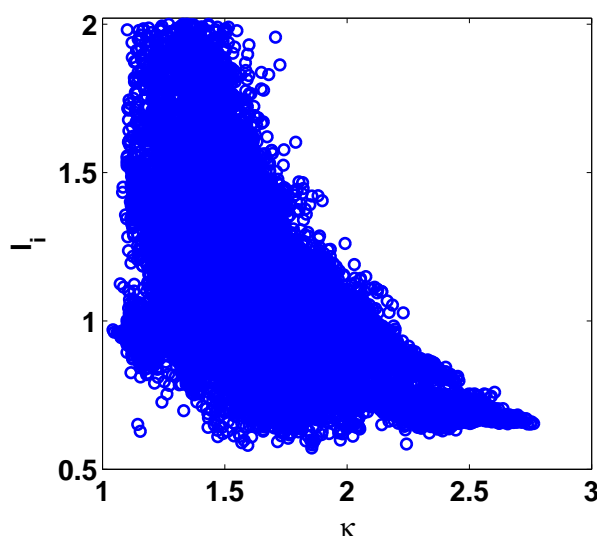


FIG. 4.1 – Inductance interne en fonction de l'élongation pour tous les plasmas de TCV réalisés entre juin 1995 et mai 2006. TCV : #7750 à #32398

En régime stationnaire, de faibles valeurs de l'inductance interne peuvent être obtenues en travaillant à courant élevé. L'élongation record de $\kappa = 2.8$ a par exemple été réalisée pour $I_p = 755\text{ kA}$. En régime transitoire, des rampes ascendantes rapides de courant permettent d'obtenir de faibles valeurs de l_i par effet de peau. Enfin, en régime stationnaire et à bas courant, l'inductance interne peut être réduite en élargissant le profil de courant à l'aide d'un dépôt de puissance EC localisé au bord du plasma [78]. Cette dernière méthode a été développée afin d'étendre vers les hautes élongations le domaine d'opération des plasmas de TCV réalisés à bas courant et permet de découpler le courant total et l'inductance interne du plasma. Dans ce chapitre, l'optimisation de l'élargissement du profil de courant à l'aide d'un dépôt de puissance EC est présentée, ainsi que son utilisation pour la réalisation de plasmas à haute élongation et bas courant.

4.2 Estimation du profil de courant

Sur TCV, il n'existe pas pour le moment de diagnostic effectuant une mesure directe du profil de courant. L'inductance interne permet cependant de caractériser son évolution globale et le profil de courant peut également être calculé en s'appuyant sur la théorie néoclassique.

4.2.1 Inductance interne

L'inductance interne du plasma l_i est déterminée à partir des mesures magnétiques [26]. C'est un paramètre sans dimension défini de la façon suivante :

$$l_i = \frac{4}{\mu_0 I_p^2 R_0} \int \frac{B_p^2}{2\mu_0} dV$$

L'intégrale est effectuée sur le volume du plasma, B_p est le champ magnétique poloïdal et $R_0 = 0.88$ m est un rayon de référence choisi ici comme le grand rayon de la chambre à vide de TCV. En utilisant le théorème d'Ampère, et en notant $j^\varphi = \vec{j} \cdot \vec{\nabla} \varphi$ la composante toroïdale de la densité de courant, l'inductance interne peut s'exprimer en fonction du profil de courant :

$$l_i = \frac{2}{\mu_0^2 I_p^2 R_0} \int_0^1 \left[2\pi \left| \frac{\partial \psi_p}{\partial \rho} \right| \int_0^\rho \mu_0 j^\varphi(\tilde{\rho}) V'(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho} \right] d\rho$$

Dans cette expression, ψ_p désigne le flux poloïdal du champ magnétique et $V'(\rho) = \frac{\partial V}{\partial \rho}(\rho)$ est la dérivée radiale du volume des surfaces de flux du plasma. L'inductance interne augmente avec le piquage du profil de courant et dépend de la forme du plasma par l'intermédiaire des termes :

$$2\pi \left| \frac{\partial \psi_p}{\partial \rho} \right| = \frac{1}{2\pi \mathcal{C}_\rho} \langle B_p \rangle V' \quad \text{et} \quad V'$$

\mathcal{C}_ρ représente le périmètre de la section poloïdale de la surface de flux identifiée par ρ et $\langle B_p \rangle$ la moyenne du champ magnétique poloïdal sur cette surface de flux. Afin de réduire la dépendance de l'inductance interne sur la forme du plasma, il est possible de définir une inductance interne normalisée [79] :

$$l_i^* = \frac{R_0 \mathcal{C}_m^2}{2V_m} \cdot l_i$$

où \mathcal{C}_m représente le périmètre de la section poloïdale de la dernière surface de flux et V_m le volume qu'elle contient. L'essentiel de la dépendance de l'inductance interne sur la forme du plasma est prise en compte par cette normalisation. En particulier, pour l'approximation cylindrique et dans l'hypothèse de surfaces de flux homotétiques, l_i^* ne dépend pas du tout de la forme du plasma :

$$l_i^* = \frac{1}{I_p^2} \int_0^1 \left[\int_0^\rho \tilde{\rho} j^\varphi(\tilde{\rho}) d\tilde{\rho} \right]^2 \frac{d\rho}{\rho}$$

Dans ce chapitre, l'inductance interne normalisée l_i^* est utilisée pour caractériser les variations du profil de courant.

4.2.2 Modélisation à l'aide de la théorie néoclassique

Pour un tokamak, l'équation de Grad-Shafranov, la loi d'évolution du champ électrique toroïdal et la loi d'Ohm peuvent être résolues de manière couplée afin de déterminer l'équilibre magnétique et le profil de courant du plasma à partir de la forme de la dernière surface de flux, du courant total et/ou de la tension par tour, et des profils de température, densité et charge effective. La dérivation des équations est décrite en détail dans [25] et leur résolution couplée est par exemple effectuée par le code de transport ASTRA [70]. La théorie néoclassique est généralement utilisée pour calculer la conductivité électrique du plasma σ et déterminer le courant ohmique (courant résultant du champ électrique toroïdal généré par la variation du flux magnétique poloïdal), ainsi que le courant de bootstrap. Si nécessaire, le profil de courant entraîné par des sources externes, ondes EC ou injection de neutres par exemple, peut être pris en compte. Il est ainsi possible de calculer le profil de courant à partir des mesures expérimentales et cette méthode est régulièrement appliquée sur TCV. En l'absence d'entraînement de courant par des sources externes, la principale incertitude provient du fait que la conductivité du plasma dépend de la charge effective et qu'en l'absence d'une mesure précise, un profil plat est supposé. L'expression utilisée pour la conductivité néoclassique est dérivée dans [80]. Notons que la conductivité électrique augmente avec la température : $\sigma \propto T_e^{3/2}$.

4.3 Élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC

4.3.1 Description des expériences

Dans cette section, l'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC est décrit pour un plasma d'élongation $\kappa = 1.6$ et de courant total $I_p = 220$ kA. Le plasma est réalisé en mode L et limité sur la colonne centrale. Son petit rayon est de 0.25 m et le champ magnétique toroïdal vaut 1.44 T. L'évolution temporelle du courant total, de l'élongation, de l'inductance interne normalisée, de la tension par tour et de la puissance EC est représentée dans la figure 4.2. L'élongation et le courant total du plasma sont maintenus constants par rétroaction sur le courant des bobines toroïdales utilisées pour façonner le plasma et sur la vitesse de la rampe de courant des bobines ohmiques utilisées pour induire le courant dans le plasma. La densité du plasma, moyennée le long d'une ligne de visée centrale du FIR, est d'environ $2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Afin d'élargir le profil de courant, une puissance de chauffage de 1.8 MW, puis 2.25 MW, est déposée au bord du plasma, à $\rho = 0.7$, par injection d'ondes EC. La position du dépôt de puissance EC, calculée à l'aide du code linéaire de tracé de rayon TORAY-GA [81], est représentée dans la figure 4.3. Les ondes EC sont lancées dans le plan poloïdal, quasiment perpendiculairement aux lignes de champ magnétique, et le courant qu'elles entraînent dans le plasma est négligeable. Lorsque le courant du plasma est générée par induction à l'aide des bobines ohmiques, le profil de courant et le profil de température sont fortement corrélés. En effet,

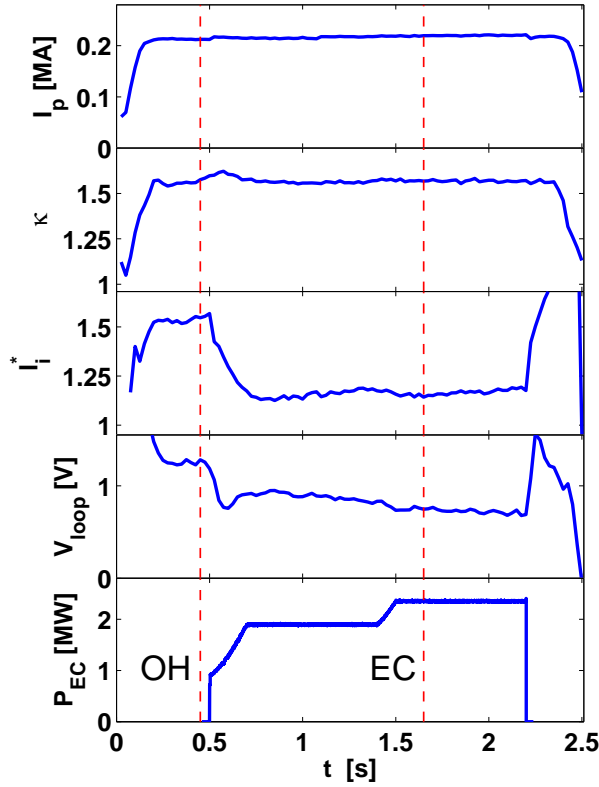


FIG. 4.2 – Évolution temporelle du courant plasma I_p , de l'élongation κ , de l'inductance interne l_i^* , de la tension par tour V_{loop} et de la puissance EC P_{EC} lors d'un dépôt de puissance effectué hors axe à $\rho=0.7$. Les profils de température électronique sont représentés dans la figure 4.3 pour les temps indiqués par les lignes en pointillé. TCV : #31756

la densité de courant ohmique dépend de la conductivité du plasma, qui est elle-même une fonction croissante de la température. Pour les plasmas considérés dans ce chapitre, le courant de bootstrap, crée par le gradient du profil de pression, représente moins de 6% du courant total et le courant ohmique représente donc la principale contribution au courant total. La modification du profil de température entraîne une modification du profil de conductivité qui a pour conséquence la modification du profil de courant ohmique.

La température électronique est mesurée à l'aide du diagnostic de diffusion Thomson. Les profils de température obtenus pendant la phase ohmique, c'est-à-dire pendant la phase sans injection de puissance EC, et pendant la phase EC sont représentés dans la figure 4.3. Le dépôt de puissance EC entraîne, pour $\rho > 0.6$, une forte augmentation du gradient de température, due à l'augmentation du flux d'énergie thermique dans cette région, et pour $\rho < 0.6$, une diminution du gradient de température. La diminution du gradient de température est due au fait que l'augmentation globale de la température pendant la phase EC provoque une augmentation de la conductivité électrique moyenne. Afin de maintenir le courant total constant malgré l'augmentation de la conductivité, la vitesse de la rampe de courant des bobines ohmiques est alors réduite par le système de rétroaction et la tension par tour diminue, ce qui entraîne une diminution de la puissance

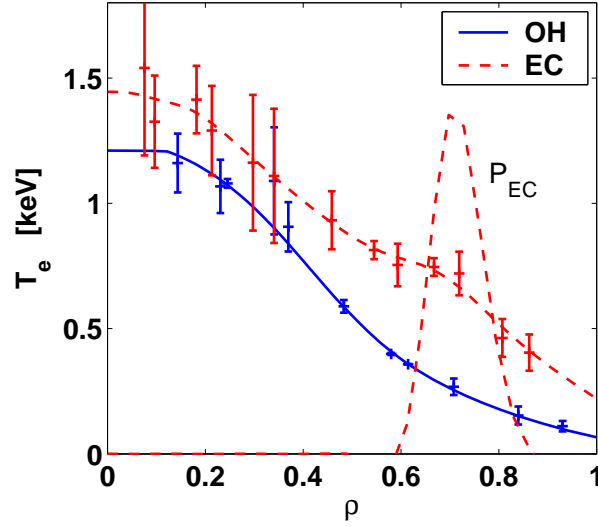


FIG. 4.3 – Modification du profil de température par un dépôt de puissance EC effectué à $\rho=0.7$. La densité de puissance EC déposée, calculée à l'aide du code TORAY-GA, est indiquée en unités arbitraires. TCV : #31756

de chauffage ohmique. À l'intérieur du lieu de dépôt de puissance EC, c'est-à-dire pour $\rho < \rho_{EC}$, le flux d'énergie thermique provient essentiellement de la puissance de chauffage ohmique et sa diminution entraîne donc l'aplatissement du profil de température. Ainsi, le profil de température est nettement plus large pendant la phase EC que pendant la phase ohmique. Cet élargissement du profil de température provoque l'élargissement du profil de courant, mis en évidence par la forte diminution de l'inductance interne du plasma.

Les simulations du profil de courant effectuées avec le code ASTRA (voir section 4.2.2) pour la phase ohmique et pour la phase EC sont représentées dans la figure 4.4. La modification du profil de courant provoquée par le dépôt de puissance EC est décrite pour les trois régions indiquées dans la figure 4.4 :

1. Pour $\rho < 0.3$, le gradient de densité de courant ∇j augmente. Le rayon de la surface $q=1$ diminue. Expérimentalement, les reconnexions magnétiques associées à la surface $q=1$ sont nettement visibles sur les mesures du rayonnement X mou pendant la phase ohmique alors que leur signature disparaît pendant la phase EC.
2. Pour $0.3 < \rho < \rho_{EC}$, la diminution du flux d'énergie thermique provoqué par la diminution de la puissance ohmique associée au dépôt de puissance EC entraîne la diminution du gradient de température et donc de ∇j .
3. Pour $\rho > \rho_{EC}$, l'augmentation du flux d'énergie thermique provoqué par le dépôt de puissance EC entraîne l'augmentation du gradient de température et donc de ∇j .

Du fait du faible volume impliqué, l'augmentation de ∇j pour $\rho < 0.3$ n'a quasiment pas d'effet sur l'inductance interne. Au contraire, la diminution de ∇j pour $0.3 < \rho < \rho_{EC}$ et l'augmentation de ∇j pour $\rho > \rho_{EC}$ sont responsables de la forte diminution de l'inductance interne. En résumé, le dépôt de puissance EC contribue à élargir le profil de

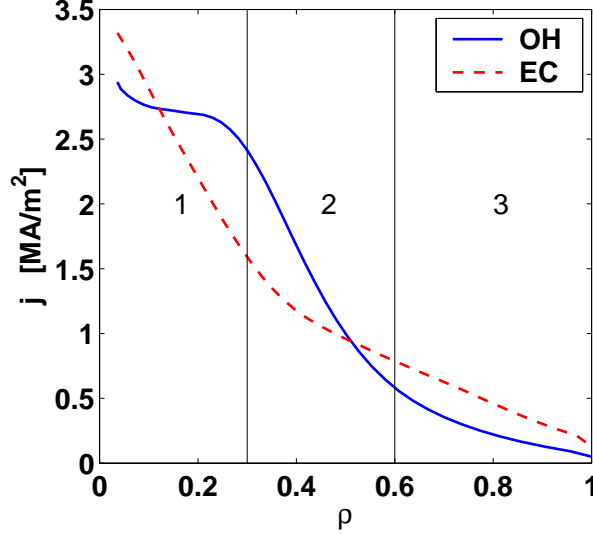


FIG. 4.4 – Élargissement du profil de courant provoqué par un dépôt de puissance EC effectué à $\rho=0.7$.

courant en augmentant ∇j à l'extérieur du lieu de dépôt et en le diminuant à l'intérieur du lieu de dépôt. Pour cet exemple, le modèle RPM (Rigid Plasma Model [76]) indique que, l'élargissement du profil de courant permet de réduire le taux de croissance de l'instabilité verticale d'un facteur deux : $\gamma=670\text{ s}^{-1}$ pendant la phase ohmique et $\gamma=335\text{ s}^{-1}$ pendant la phase EC.

4.4 Réalisation de plasmas à haute élongation et bas courant

4.4.1 Description des expériences

Dans cette section, l'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC est utilisé pour créer et stabiliser des plasmas de haute élongation à bas courant. Comme dans la section précédente, le plasma cible est un plasma en mode L de petit rayon $a=0.25\text{ m}$ et le champ magnétique toroïdal vaut 1.44 T . Le courant total du plasma est également maintenu constant, mais son élongation n'est pas contrôlée par rétroaction. Au contraire, ce sont cette fois les champs magnétiques quadrupolaires et hexapolaires, servant à contrôler la forme du plasma, qui sont maintenus constants tout au long de la décharge. L'élongation obtenue dépend donc du profil de courant du plasma. Plus le profil de courant est large, plus l'interaction avec les bobines de façonnage est importante et plus l'élongation sera élevée. Un exemple typique de l'évolution temporelle du plasma pour ces expériences est illustrée dans la figure 4.5. L'élongation du plasma à la fin de la phase ohmique est environ $\kappa=1.7$ et son inductance interne normalisée vaut $l_i^*=1.4$. Comme dans les expériences à élongation fixe, le dépôt de puissance EC effectué au bord du plasma

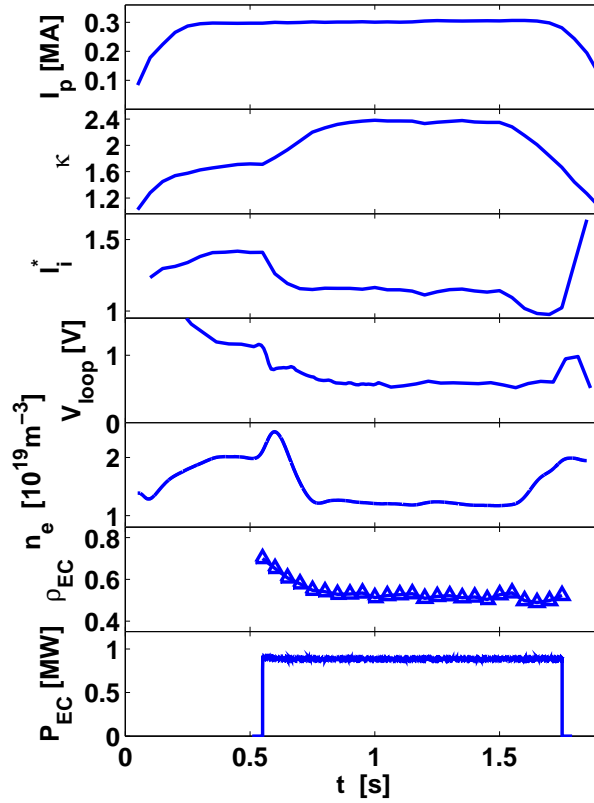


FIG. 4.5 – Évolution temporelle du courant plasma I_p , de l'élongation κ , de l'inductance interne l_i^* , de la tension par tour V_{loop} , de la densité moyenne le long d'une ligne de visée du FIR \bar{n}_e , du rayon de dépôt de la puissance EC ρ_{EC} et de la puissance EC P_{EC} .

TCV : #22295

entraîne, par l'intermédiaire de la modification du profil de température, l'augmentation de la conductivité moyenne du plasma (diminution de V_{loop}) et l'élargissement du profil de courant (diminution de l_i^*). Du fait de l'élargissement du profil de courant, l'élongation augmente jusqu'à atteindre $\kappa=2.4$. L'évolution de l'inductance interne, de la tension par tour et de l'élongation a lieu en typiquement 0.2s, ce qui correspond à l'échelle de temps caractéristique de la diffusion du courant sur TCV. Pendant le plateau de la phase EC, les dents de scie disparaissent et ne sont pas observées sur les diagnostics de mesure du rayonnement X mou (DMPX et XTOMO).

Le changement de la section poloïdale entre la phase ohmique et le plateau de la phase EC est représenté dans la figure 4.6. L'angle d'injection des faisceaux d'ondes EC étant maintenu fixe, l'augmentation de l'élongation entraîne une diminution du rayon normalisé du lieu de dépôt. Le lieu de dépôt ρ_{EC} , calculé à l'aide du code TORAYGA, évolue de 0.7 au début de la phase EC à 0.55 pendant le plateau. La puissance EC déposée dans le plasma est de 0.75 MW. Pour ce type de scénario, l'utilisation des lanceurs situés dans la partie supérieure de la chambre à vide est préférable à celle des lanceurs équatoriaux, car le trajet des ondes EC dans le plasma est alors plus court et leur trajectoire quasiment perpendiculaire aux surfaces de flux, ce qui minimise les effets

de réfraction et assure ainsi un meilleur contrôle du lieu de dépôt.

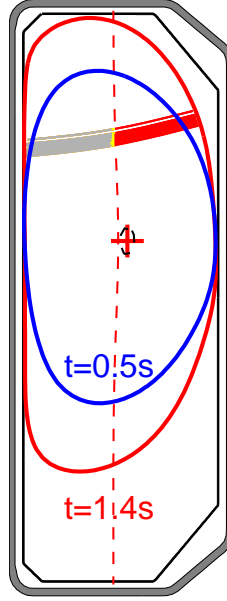


FIG. 4.6 – Augmentation de l'élongation de la section poloidale du plasma entre la phase ohmique et le plateau de la phase EC. La trajectoire des faisceaux d'ondes EC calculée par TORAY-GA est également représentée. TCV : #22295

Pendant la phase ohmique, l'inductance interne du plasma vaut $l_i = 1.2$ et, comme l'illustre la figure 4.1, l'élongation maximale, qu'il serait possible d'atteindre sans élargissement du profil de courant tout en gardant le contrôle de la position du plasma, est inférieure à 2. L'élargissement du profil de courant provoqué par le dépôt de puissance EC permet de réduire fortement le taux de croissance de l'instabilité verticale et d'atteindre l'élongation $\kappa = 2.4$. Le taux de croissance de l'instabilité verticale est également minimisé en réduisant la distance entre les parois de la chambre à vide et le plasma. En particulier, le plasma est placé en haut de la chambre à vide de manière à être proche de la paroi supérieure lorsqu'il atteint son élongation maximale. Son petit rayon est maximisé et l'indentation de sa surface le long de la colonne centrale est évitée en travaillant à triangularité modérée, $\delta = 0.3$. À la fin de la décharge, l'élongation du plasma est réduite à l'aide des bobines de façonnage avant de stopper l'injection de puissance EC, ceci afin d'éviter une disruption verticale du plasma. Ce scénario est appliqué en variant systématiquement les paramètres du plasma afin de déterminer dans quelles conditions la méthode d'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC est optimale. Le courant total est varié de 280 kA à 480 kA et l'influence de la quantité de puissance de chauffage EC, ainsi que celle du lieu de dépôt et de l'angle toroïdal d'injection des ondes EC, sont étudiées.

4.4.2 Optimisation de la méthode d'élargissement du profil de courant

Variation de la puissance EC

La puissance de chauffage EC est variée de 0 à 1 MW pour des plasmas réalisés à 300 kA dont la densité moyenne le long d'une ligne de visée centrale du FIR est de $1.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Les ondes EC sont lancées dans le plasma sans angle toroïdal et, pendant le plateau de la phase EC, la puissance de chauffage est déposée à $\rho_{\text{EC}} = 0.55$. Les variations de l'inductance interne normalisée l_i^* en fonction de la puissance de chauffage absorbée par le plasma P_{EC} sont représentées dans la figure 4.7. La largeur du profil de courant augmente avec la puissance de chauffage EC jusqu'à $P_{\text{EC}} = 0.5 \text{ MW}$, puis est indépendante de P_{EC} [82].

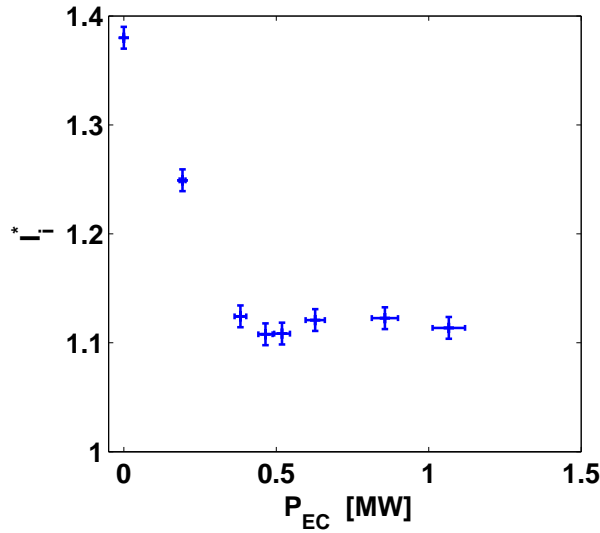


FIG. 4.7 – Diminution de l'inductance interne lors de l'augmentation de la puissance EC déposée à $\rho = 0.55$. TCV : #22295, 22302, 22304, 22305, 22306, 22307 et 22308

Le dépôt de puissance EC provoque d'une part, l'augmentation du flux d'énergie thermique à l'extérieur du lieu de dépôt, d'autre part, la diminution de la puissance de chauffage ohmique due à la diminution de la tension par tour. Ces deux effets contribuent à l'élargissement du profil de température électronique, mais sont rapidement limités lorsque P_{EC} augmente.

Tout d'abord, à l'intérieur du lieu de dépôt de puissance EC, pour $\rho < \rho_{\text{EC}}$, le flux d'énergie thermique dépend principalement de la puissance ohmique. La diminution de la puissance ohmique va entraîner une diminution du flux d'énergie thermique dans cette région et, pour un transport d'énergie thermique constant, une diminution du gradient de température électronique. Les variations du flux d'énergie thermique à $\rho = 0.4$ sont représentées en fonction de P_{EC} dans la figure 4.8. Lorsque P_{EC} augmente, le flux d'énergie thermique diminue. L'effet est très marqué pour $P_{\text{EC}} < 0.5 \text{ MW}$ puis devient beaucoup plus

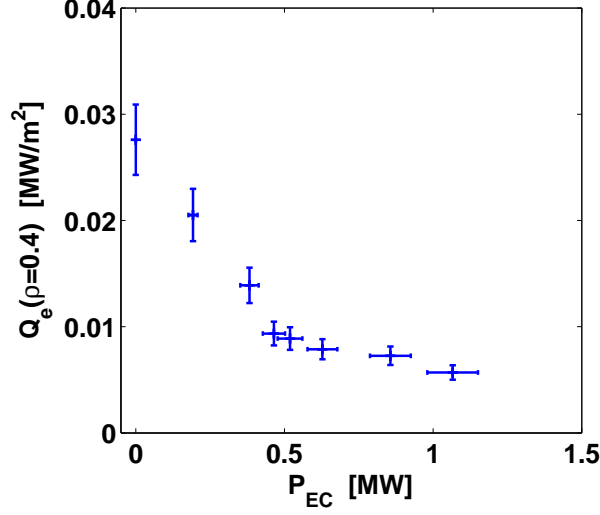


FIG. 4.8 – Diminution du flux d'énergie thermique à $\rho=0.4$ lors de l'augmentation de la puissance totale absorbée. TCV : #22295, 22302, 22304, 22305, 22306, 22307 et 22308

faible pour $P_{EC} > 0.5$ MW. Pour $\rho < \rho_{EC}$, l'évolution du profil de température en fonction de P_{EC} , représentée dans la figure 4.9, reflète celle du flux d'énergie thermique et la diminution du gradient de température ∇T_e est principalement efficace lorsque $P_{EC} < 0.5$ MW.

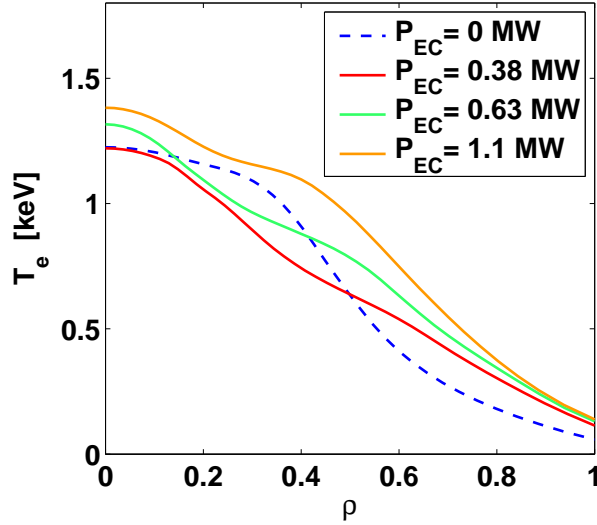


FIG. 4.9 – Élargissement du profil de température lors de l'augmentation de la puissance de chauffage EC déposée à $\rho=0.55$. Pour le plasma ohmique, les dents de scie associées à la surface $q = 1$ provoquent l'aplatissement du profil de température pour $\rho < 0.3$.

TCV : #22302, 22304 et 22307

À l'extérieur du lieu dépôt, le flux d'énergie thermique, et donc la température et le gradient de température du plasma, augmentent avec la puissance de chauffage EC. Le

gradient normalisé de température $R/L_{T_e} = -R \frac{\nabla T_e}{T_e}$ reste en revanche quasiment constant. Lorsque P_{EC} augmente de 0.5 à 1 MW, R/L_{T_e} varie de moins de 10%, pour $\rho > \rho_{EC}$. Ce phénomène de rigidité du profil de température est bien connu en présence de chauffage EC central et est, par exemple, décrit dans [83]. Le fait que R/L_{T_e} reste constant a tendance à réduire l'efficacité de l'élargissement du profil de courant provoqué par l'augmentation de la température au bord du plasma. Un modèle simple est utilisé ici pour évaluer l'effet sur le profil de courant d'une augmentation du profil de température à $R/L_{T_e} = C^{te}$. Les variations du profil de courant sont supposées être uniquement dues aux variations du profil de température et en première approximation, l'augmentation de la température à $R/L_{T_e} = C^{te}$ est traduite par une augmentation de la densité de courant à $\frac{\nabla j}{j} = C^{te}$. L'effet du dépôt de puissance sur le profil de courant est décrit par :

$$j(\rho) = c [j_{\text{ref}}(\rho) + \alpha j_{\text{ref}}(\rho_{EC}) + \alpha H_{\rho_{EC}} (j_{\text{ref}}(\rho) - j_{\text{ref}}(\rho_{EC}))] \quad (4.1)$$

Dans cette expression, j_{ref} et j désignent respectivement la densité de courant toroïdal, avant et après le dépôt de puissance EC effectué à ρ_{EC} . La fonction H vaut 0 pour $\rho < \rho_{EC}$ et 1 pour $\rho > \rho_{EC}$. Le coefficient α reflète l'amplitude de la modification du profil de T_e et le coefficient c est utilisé pour normaliser le profil de courant afin de garder le courant total constant. Pour $\rho < \rho_{EC}$, le gradient du profil de courant est maintenu constant

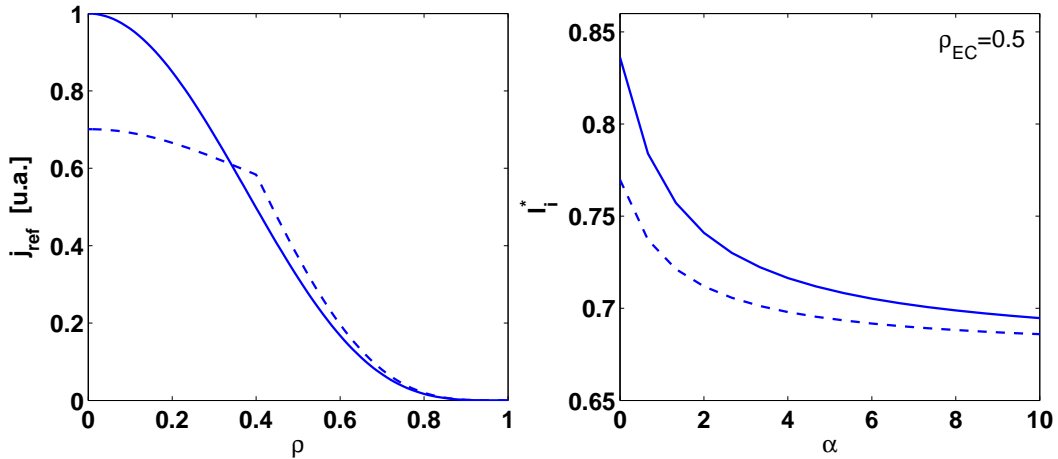


FIG. 4.10 – Variation de l'inductance interne en fonction du paramètre α du modèle décrit par l'équation (4.1) pour les deux profils de référence représentés dans la figure de gauche.

et pour $\rho > \rho_{EC}$, le profil de courant est multiplié par le coefficient $\alpha + 1$. L'effet du dépôt de puissance EC est étudié pour deux profils de référence, l'un piqué et l'autre plus large, illustrés dans la figure 4.10. Pour chacun de ces profils, la variation de l'inductance interne est représentée en fonction du paramètre α , pour un dépôt de puissance EC effectué à $\rho_{EC} = 0.5$. Dans les deux cas, l'inductance interne diminue quand le paramètre α augmente. L'effet est cependant rapidement limité, et ceci d'autant plus tôt que le profil de courant initial est plat pour $\rho < \rho_{EC}$. Plus précisément, dès que le gradient du profil

de courant pour $\rho < \rho_{EC}$ est faible devant celui obtenu pour $\rho > \rho_{EC}$, l'augmentation du paramètre α n'a quasiment plus d'effet sur le piquage du profil de courant.

En résumé, pour un lieu de dépôt de puissance EC fixe, l'élargissement du profil de courant observé lors de l'augmentation de la puissance de chauffage EC est dû à la diminution du gradient de température à l'intérieur du lieu de dépôt et à l'augmentation de la température, en gardant R/L_{Te} constant, à l'extérieur du lieu de dépôt. Cette modification du profil de température permet d'élargir le profil de courant tant que le gradient de température pour $\rho < \rho_{EC}$ est du même ordre de grandeur que celui pour $\rho > \rho_{EC}$, puis devient inefficace. En pratique, la largeur du profil de courant est quasiment indépendante de P_{EC} pour $P_{EC}/P_{OH} > 2$ ($P_{EC} > 0.5$ MW).

Variation du lieu de dépôt de la puissance EC

L'influence du lieu de dépôt de la puissance EC sur l'élargissement du profil de courant est ensuite étudiée expérimentalement pour deux courants, $I_p = 300$ kA et $I_p = 400$ kA. Les variations de la densité du plasma sont larges, $1 < \bar{n}_e < 2.6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, mais sans corrélations avec la variation du lieu de dépôt. La puissance de chauffage EC est telle que $P_{EC}/P_{OH} > 2$. Les variations de l'inductance interne normalisée en fonction de ρ_{EC} sont représentées dans la figure 4.11. L'élargissement maximal du profil de courant est obtenu pour un dépôt effectué dans une région relativement étroite, $0.5 < \rho_{EC} < 0.75$. Pour un

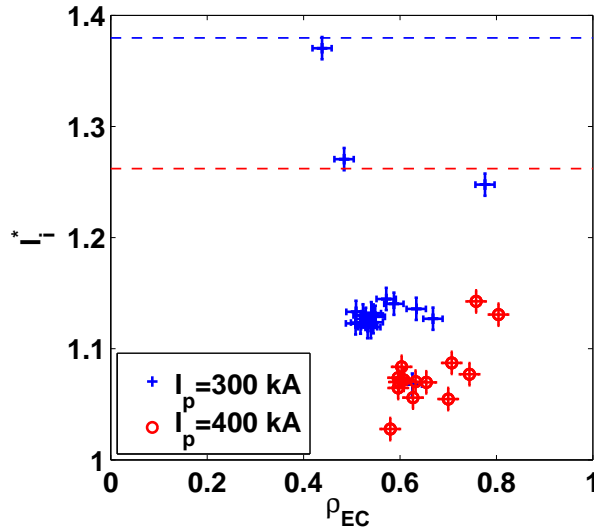


FIG. 4.11 – Inductance interne normalisée pendant la phase EC en fonction du lieu de dépôt de puissance EC pour deux courants plasmas. La valeur de l'inductance interne normalisée pendant la phase ohmique est indiquée, pour les deux courants, par les lignes en pointillé. L'élargissement maximal du profil de courant est obtenu pour un dépôt effectué dans une région relativement étroite, centrée sur $\rho = 0.6$. TCV : #18594, 19535, 19692, 19696, 20799, 20805, 20808, 22295, 22296, 22304, 22306, 22497, 22509, 22512, 22515, 22551, 22553, 22556, 24848, 21817, 21821, 21822, 22608, 22615, 22618, 22749, 22750, 22751, 22832, 22833, 23234 et 23246

dépôt plus central ou plus au bord, l'élargissement du profil de courant est moindre [82]. Les valeurs de l'inductance interne sont plus faibles pour $I_p = 400$ kA que pour $I_p = 300$ kA, mais les variations en fonction de ρ_{EC} sont similaires.

Le modèle présenté dans la section précédente est utilisé pour étudier l'influence de ρ_{EC} sur l_i^* et permet de reproduire qualitativement les résultats expérimentaux. Deux profils de référence sont utilisés, l'un relativement piqué, l'autre nettement plus plat, afin de mettre en évidence l'influence du piquage et de la forme du profil de courant initial. Les profils de courant de référence et les résultats des simulations sont illustrés dans la figure 4.12. Le paramètre α est maintenu constant, $\alpha = 10$, et ρ_{EC} est varié de 0 à 1. Pour $\rho_{EC} = 1$, le profil de courant n'est pas modifié. Puis, lorsque le dépôt

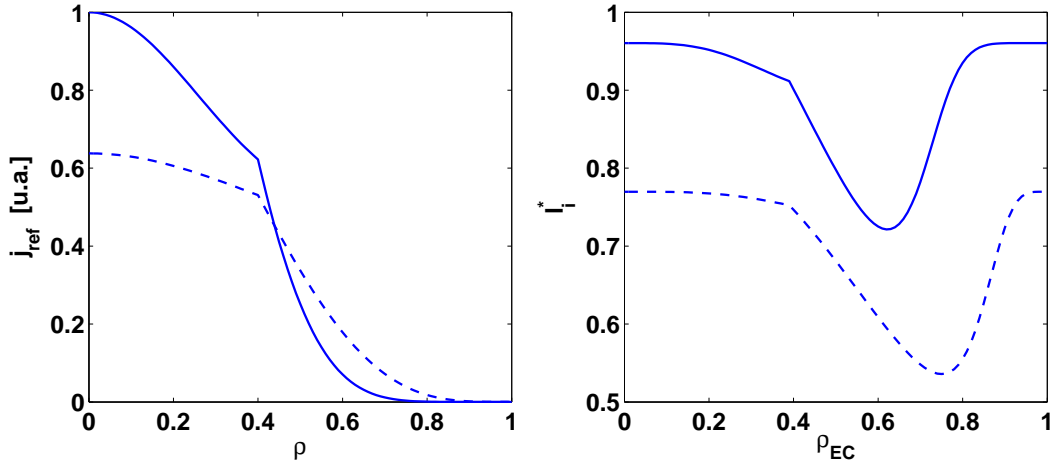


FIG. 4.12 – Variations de l'inductance interne normalisée en fonction du lieu de dépôt de puissance EC obtenues avec le modèle décrit par l'équation (4.1), pour les deux profils de référence représentés dans la figure de gauche.

de puissance devient plus central, l'augmentation du courant à l'extérieur du lieu de dépôt provoque la diminution de l'inductance interne. Quand le dépôt devient encore plus central, l'augmentation du courant a lieu non seulement au bord du plasma, mais également à mi-rayon et l'élargissement du profil de courant devient moins prononcé. L'effet est de plus en plus faible à mesure que l'on se rapproche de $\rho_{EC} = 0$. Le lieu de dépôt à partir duquel l'inductance interne commence à diminuer dépend de la largeur du profil de courant initial. Il est plus difficile d'élargir un profil de courant large qu'un profil de courant piqué. Plus le profil de courant initial est large, plus la valeur de ρ_{EC} , à partir de laquelle le dépôt de puissance n'élargit plus le profil de courant, est élevée. Les résultats obtenus à l'aide de ce modèle simplifié sont en bon accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Notons que le modèle ne prend pas en compte les variations du flux d'énergie thermique dues aux variations de la puissance ohmique. En réalité, plus le dépôt de puissance est central, plus la tension par tour et la puissance ohmique diminuent, avec pour conséquence l'aplatissement du profil de température pour $\rho < \rho_{EC}$. Cet effet aura tendance à accentuer l'élargissement du profil de courant obtenu par rapport aux

prédictions du modèle.

Variation de l'angle toroïdal d'injection des ondes EC

Dans cette section, l'influence de l'angle toroïdal d'injection des ondes EC sur l'élargissement du profil de courant est étudié dans des plasmas réalisés à 300 kA dont la densité moyenne le long d'une ligne de visée centrale du FIR varie entre 1.1 et $1.25 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. L'angle toroïdal d'injection des ondes EC, noté ϕ , est calculé à l'aide de TORAY-GA et est défini comme le complémentaire de l'angle entre le vecteur d'onde \vec{k} et le champ magnétique \vec{B} ($\phi=0$ pour une injection perpendiculaire aux lignes de champ magnétique) :

$$\phi = \frac{\pi}{2} - \cos^{-1} \left(\frac{\vec{k} \cdot \vec{B}}{|\vec{k}| |\vec{B}|} \right)$$

L'angle d'injection est varié de $\phi = -29^\circ$ à $\phi = 21^\circ$, tout en gardant constants le lieu du dépôt de puissance EC, $\rho_{\text{EC}} = 0.5$, et la puissance absorbée par le plasma, $P_{\text{EC}} = 0.85 \text{ MW}$. Les valeurs de l_i^* obtenues en fonction de ϕ sont représentées dans la figure 4.13. Pendant

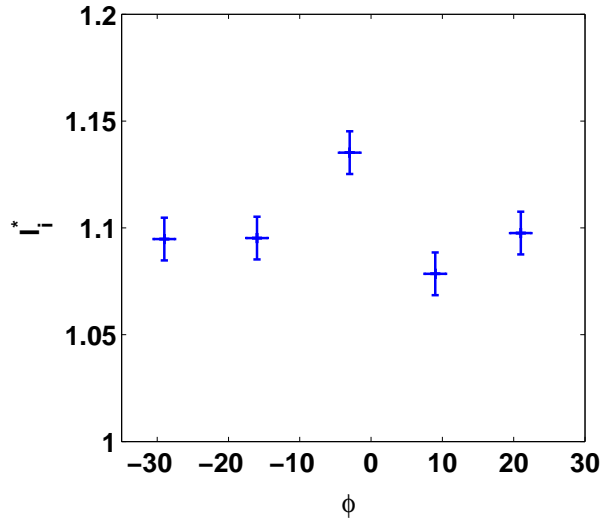


FIG. 4.13 – Variation de l'inductance interne normalisée l_i^* en fonction de l'angle toroïdal d'injection ϕ des ondes EC. TCV : #22295, 22298, 22299, 22301 et 22508

la phase ohmique, $l_i^* = 1.38$ et quel que soit l'angle toroïdal d'injection des ondes EC, le dépôt de puissance provoque un élargissement du profil de courant. Cet élargissement est sensiblement plus important pour $\phi \neq 0$ et l'effet est symétrique en ϕ . Les calculs linéaires effectués avec TORAY-GA [84], indiquent que pour ces plasmas, l'efficacité de l'entraînement de courant par injection d'ondes EC est inférieure à 3 kA/MW et que de ce fait le courant entraîné par l'injection d'ondes EC représente moins de 1% du courant total. De plus, les simulations Fokker-Planck effectuées avec le code quasi-linéaire CQL3D [85] montrent que, du fait du dépôt de puissance hors axe, l'essentiel de la puissance EC est absorbée dans le cône de perte des électrons piégés. Le courant entraîné

est par conséquent négligeable devant le courant total du plasma. La faible efficacité de l'entraînement de courant par les ondes EC et le fait que l'élargissement du profil de courant soit similaire pour un entraînement de courant dans le même sens que le courant ohmique ou dans le sens opposé au courant ohmique (valeurs positives ou négatives de ϕ) indique clairement que l'augmentation de l'élargissement du profil de courant obtenue pour les valeurs non nulles de ϕ n'est pas liée à l'entraînement de courant par les ondes EC.

Le calcul de la conductivité électrique néoclassique effectué à partir des profils expérimentaux et en supposant un champ électrique toroïdal constant radialement, indique que pour $\phi \neq 0$ la conductivité électrique expérimentale est légèrement supérieure à la conductivité électrique néoclassique. Cette différence pourrait être expliquée par une déformation de la fonction de distribution en énergie des électrons vers les hautes énergies lorsque l'angle toroïdal d'injection des ondes EC est non nul [86]. La fonction de distribution des électrons peut être estimée en comparant la température électronique mesurée par le diagnostic de diffusion Thomson et l'intensité de l'émission cyclotronique électronique (ECE) mesurée depuis le côté HFS du tore [87]. En effet, lorsque la fonction de distribution des électrons n'est pas maxwellienne, la température radiative déterminée par le diagnostic ECE [88] n'est plus proportionnelle à la température thermique et augmente à mesure que la population d'électrons de haute énergie augmente. Les profils de température mesurés par ces deux diagnostics sont représentés dans la figure 4.14. L'émission ECE est mesurée pour les fréquences comprises entre 81 et 106 GHz. Le rayon normalisé de la résonance froide correspondant à chaque fréquence est calculé afin de représenter le profil de température. Pour $\phi = 0$, les températures mesurées par les deux diagnostics

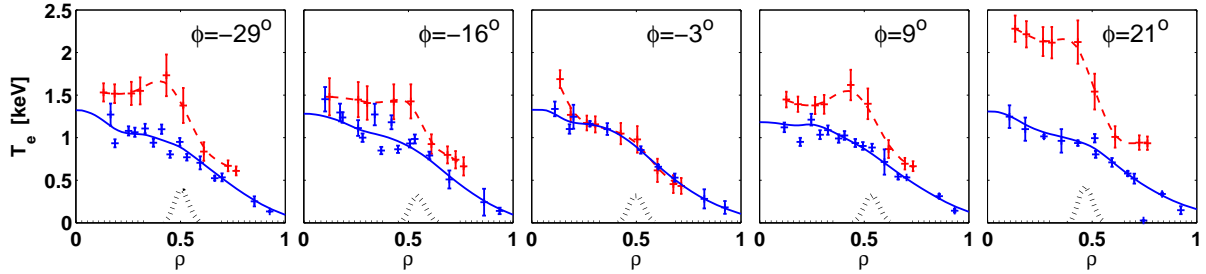


FIG. 4.14 – Comparaison des profils de températures mesurés par le diagnostic de diffusion Thomson (lignes bleues) et par le diagnostic ECE (lignes rouges en pointillé) pour les différentes valeurs de l'angle toroïdal d'injection des ondes EC. Le lieu d'absorption des ondes EC est indiqué en unités arbitraires. TCV : #22295, 22298, 22299, 22301 et 22508

sont semblables, alors que pour $\phi \neq 0$, la température radiative est supérieure à la température mesurée par le diagnostic Thomson, en particulier au niveau du lieu de dépôt de la puissance EC. L'injection des ondes EC avec un angle toroïdal non nul déforme donc la fonction de distribution des électrons vers les hautes énergies, principalement au niveau du lieu d'absorption des ondes EC. La contribution supplémentaire à la conductivité électrique qui en résulte est piquée au niveau du lieu de dépôt de la puissance EC et pourrait expliquer l'augmentation de l'élargissement du profil de courant observé lorsque $\phi \neq 0$,

notamment par la réduction supplémentaire de la puissance ohmique qu'elle provoque.

4.4.3 Extension du domaine d'opération de TCV

Le scénario exposé dans la section 4.4.1 a permis d'étendre significativement le domaine d'opération de TCV vers les hautes elongations à bas courant, en utilisant un dépôt de puissance hors axe pour élargir le profil de courant, [43]. Les conditions optimales d'élargissement du profil de courant, à savoir une puissance de chauffage EC suffisante pour réduire la puissance ohmique au centre du plasma, un dépôt de puissance effectué dans la région $0.55 < \rho_{EC} < 0.75$ et un angle toroïdal d'injection des ondes EC non nul (typiquement $\phi = 10^\circ$), ont été utilisées pour diminuer l'inductance interne et par conséquent augmenter la stabilité verticale du plasma. La figure 4.15 illustre le domaine d'elongation et de courant normalisé $I_N = I_p/aB$ exploré sur TCV entre juin 1995 et mai 2006. Les plasmas réalisés sans dépôt de puissance EC sont représentés en vert et les plasmas dont la réalisation n'est possible qu'à l'aide d'un dépôt de puissance EC sont représentés en rouge. L'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC

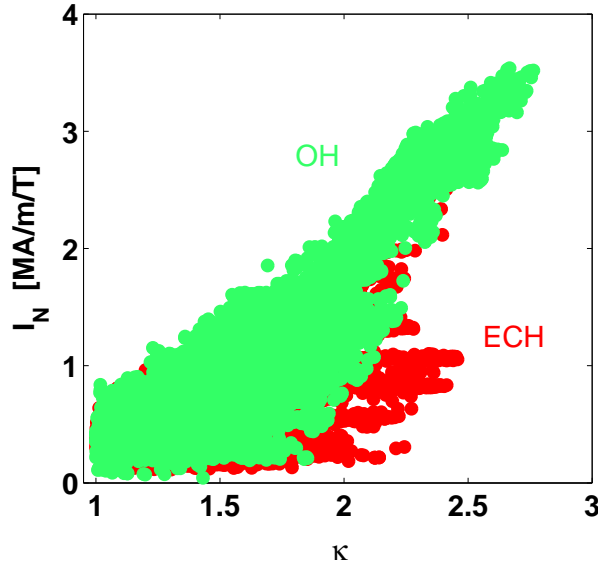


FIG. 4.15 – Extension du domaine d'opération de TCV vers les hautes elongations et les bas courants à l'aide de dépôt de puissance EC effectué au bord du plasma, $\rho > 0.5$. Les points verts et rouges représentent respectivement les plasmas réalisés sans et avec chauffage EC. TCV : #7750 à #32398

a permis d'étendre le domaine d'opération à bas courant vers les hautes elongation et notamment d'atteindre une elongation de $\kappa = 2.5$ pour $I_N = 1.05$ MA/mT. Un premier pas vers l'exploration des limites de pression dans ces conditions a été effectué en chauffant les plasmas obtenus à l'aide d'ondes EC à la troisième harmonique [43].

4.5 Résumé

Dans ce chapitre, une méthode d'élargissement du profil de courant du plasma, basée sur la modification du profil de température par un dépôt localisé de puissance de chauffage EC, a été étudiée en détail dans le but de stabiliser verticalement des plasmas de section fortement allongée à bas courant. Cette étude a permis de démontrer que :

- La réduction de la puissance ohmique P_{OH} provoquée par le dépôt de puissance EC entraîne une diminution du gradient de température à l'intérieur du lieu de dépôt. Cette modification du profil de température par le dépôt de puissance EC sera également exploitée dans le chapitre suivant pour étudier l'influence du gradient de température sur le transport d'énergie thermique.
- L'augmentation du flux d'énergie thermique à l'extérieur du lieu de dépôt entraîne une augmentation du gradient de température dans cette région, mais le gradient normalisé de température R/L_{Te} reste constant.
- Dans ces conditions, dès que le gradient du profil de température à l'intérieur du lieu de dépôt devient faible en comparaison du gradient de température à l'extérieur du lieu de dépôt, le dépôt de puissance EC ne provoque plus l'élargissement du profil de courant. Ainsi, l'augmentation de la puissance de chauffage P_{EC} augmente fortement l'élargissement du profil de courant jusqu'à ce que $P_{EC}/P_{OH} \gtrsim 2$ puis n'a plus qu'un effet limité au-delà.
- L'élargissement du profil de courant est maximal pour un dépôt de puissance EC effectué hors axe dans une région relativement étroite, pour un rayon normalisé du lieu de dépôt typiquement compris entre 0.5 et 0.75.
- Un modèle simplifié, développé pour décrire l'effet du dépôt de puissance EC sur le profil de courant, permet de remarquablement bien reproduire qualitativement les observations expérimentales décrites dans les deux points précédents.
- L'injection des ondes EC avec un angle toroïdal non nul permet d'augmenter la conductivité électrique du plasma en déformant vers les hautes énergies la fonction de distribution des électrons. La diminution de puissance ohmique qui en résulte provoque un élargissement additionnel du profil de courant. L'entraînement de courant par les ondes EC n'est pas impliqué.

Les conditions optimales d'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC, déterminées dans cette étude, ont été utilisées pour étendre vers les hautes élongations le domaine d'opération de TCV à bas courant. Pour $I_N \leq 1.05 \text{ MA/mT}$, l'élongation maximale a été augmentée de 25%, atteignant ainsi $\kappa = 2.5$.

Chapitre 5

Étude du transport d'énergie thermique électronique dans des plasmas de forme fixe

5.1 Description des expériences

Dans ce chapitre, le transport radial d'énergie thermique électronique est étudié pour des plasmas de forme fixe. Les plasmas sont réalisés en mode L afin d'éviter la présence d'ELMs et faciliter l'évaluation du niveau de transport. La configuration magnétique est une configuration limitée, c'est-à-dire qu'elle ne comporte pas de point X et que le plasma s'appuie sur la colonne centrale du tokamak. La section poloidale du plasma est caractérisée par une élongation intermédiaire, $\kappa=1.6$, une triangularité positive, $\delta=0.2$, et un petit rayon standard $a=0.25$ m. Quelques études spécifiques sont aussi réalisés à une triangularité légèrement plus élevée, $\delta=0.4$, et à une triangularité négative, $\delta=-0.35$. L'effet de la forme n'est cependant pas étudié dans ce chapitre et les dépendances mises en évidence le sont à forme fixe. Sauf mention explicite, les plasmas considérés sont ceux réalisés à $\delta=0.2$. Le courant total I_p et le champ magnétique toroïdal B_T sont maintenus constants, $I_p=220$ kA et $B_T=1.44$ T, et le facteur de sécurité au bord du plasma vaut $q_{\text{edge}}=6.2$ pour les plasmas de triangularité $\delta=0.2$.

Le profil de température électronique est modifié en chauffant le plasma à l'aide d'ondes EC. La puissance de chauffage EC est déposée en deux positions radiales distinctes. L'une d'elle, relativement centrale, est située juste à l'extérieur de la surface $q=1$, à $\rho_{\text{EC1}}=0.35$, alors que l'autre, plus proche du bord du plasma, est située à $\rho_{\text{EC2}}=0.7$. L'augmentation de la puissance EC déposée à ρ_{EC1} de 0.45 à 1.8 MW permet de quasiment doubler la température centrale du plasma. Lors de cette augmentation, le gradient normalisé de température, $R/L_{T_e}=-R\frac{\nabla T_e}{T_e}$, reste toutefois quasiment constant et ses variations relatives sont inférieures à 10%. Cette rigidité du profil de température observée en présence de chauffage central est bien connue et a été largement étudiée au cours des dix dernières années. Une comparaison des données obtenues dans plusieurs

tokamaks est par exemple exposée dans [83]. Les résultats suggèrent que le transport électronique d'énergie thermique augmente fortement avec le gradient normalisé de température, quand ce dernier dépasse un certain seuil, et que cette augmentation du transport limite le gradient normalisé à des valeurs légèrement supérieures à celle du seuil. Des expériences réalisées sur le tokamak allemand ASDEX Upgrade ont montré qu'en déposant tout ou une partie de la puissance EC au bord du plasma, il est possible de varier le gradient normalisé de température à mi-rayon, et par conséquent de tester son influence sur le transport électronique [89]. Cette méthode a également été adoptée pour les expériences de transport réalisées à TCV [90,91]. Les deux positions de dépôt de puissance EC utilisées ainsi que les faisceaux d'ondes EC sont représentés dans la figure 5.1 pour un plasma de triangularité $\delta = 0.4$. À puissance totale constante, plus la fraction de puissance EC déposée au bord du plasma est importante, plus le gradient normalisé de température électronique obtenu à mi-rayon est faible. La puissance de chauffage EC absorbée ainsi que le lieu d'absorption sont calculés à l'aide du code linéaire de tracé de rayon TORAY-GA [81]. La faible largeur des faisceaux d'onde EC et de la couche réson-

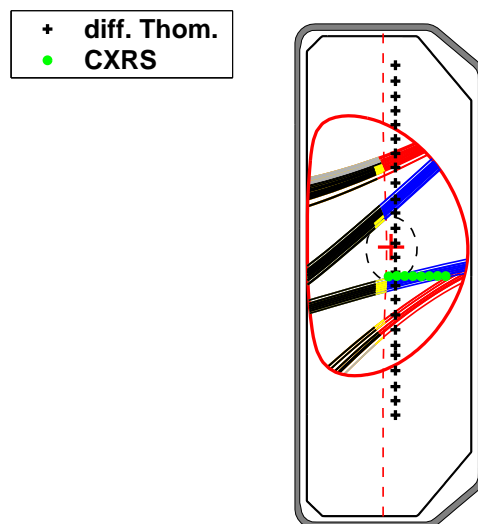


FIG. 5.1 – Section poloidale du plasma et des faisceaux d'ondes EC pour un dépôt de puissance effectué simultanément à $\rho_{EC1} = 0.35$ et $\rho_{EC1} = 0.7$. La puissance EC est essentiellement absorbée à l'intersection des faisceaux et de la résonance électronique cyclotronique. La résonance froide est indiquée par la ligne en pointillé et la surface $q=1$ par le cercle en traitillé. Les positions des mesures de température électronique et ionique effectuées respectivement par le système de diffusion Thomson et par le CXRS sont indiquées par les croix noires et les points verts. TCV : #24889

nante par rapport au rayon du plasma garantissent un dépôt de puissance radialement localisé. Pour un faisceau donné, la largeur à mi-hauteur de la déposition de puissance dans le plasma n'excède pas un dixième du rayon. Les ondes EC étant lancées dans le plan poloidal, leur vecteur d'onde est quasiment perpendiculaire aux lignes de champ

magnétique et le dépôt de puissance EC ne génère pas, ou presque, de courant dans le plasma. Dans ces expériences, d'après le code linéaire TORAY-GA, le courant entraîné par les ondes EC représente moins de 2% du courant total. Afin d'explorer diverses conditions de plasma, la densité électronique, moyennée le long d'une ligne de visée centrale du FIR, est variée de 0.8 à $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Dans ce domaine, la réfraction des ondes EC est faible et leur absorption élevée. L'absorption est totale pour le dépôt de puissance EC effectué à $\rho_{\text{EC}1} = 0.35$ et peut, pour les plus basses densités, chuter à 80% pour le dépôt effectué à $\rho_{\text{EC}2} = 0.7$. Dans ce cas, après réflexion sur la paroi centrale du tore, les ondes EC non absorbées traversent une nouvelle fois la résonance électronique cyclotronique. L'absorption supplémentaire qui en résulte est prise en compte dans le calcul du profil de densité de puissance EC déposée dans le plasma.

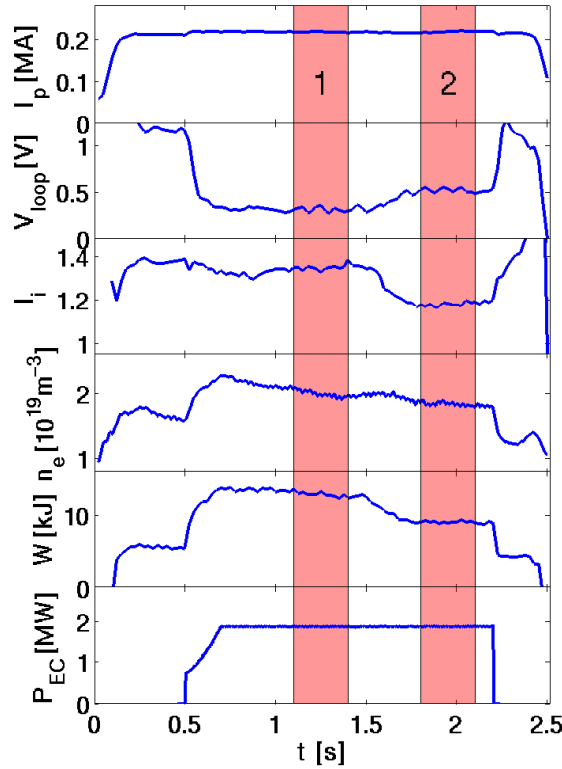


FIG. 5.2 – Évolution temporelle du courant plasma I_p , de la tension par tour V_{loop} , de l'inductance interne l_i , de la densité électronique \bar{n}_e moyennée le long d'une ligne de visée centrale du FIR, de l'énergie diamagnétique du plasma W et de la puissance de chauffage EC déposée P_{EC} , pour un plasma chauffé à l'aide de 4 faisceaux d'ondes EC. Les deux phases stationnaires utilisées pour les analyses de transport, sont indiquées par les rectangles colorés. TCV : #31761

Chaque plasma, d'une durée totale de 2.5s environ, permet d'étudier deux configurations différentes de chauffage EC. La puissance de chauffage EC totale ou bien sa répartition entre les deux lieux de dépôt $\rho_{\text{EC}1}$ et $\rho_{\text{EC}2}$ est modifiée à mi-décharge. Pour

chaque configuration, les analyses de transport sont effectuées après que le profil de courant a atteint un état stationnaire. L'état stationnaire du profil de courant est considéré atteint lorsque l'inductance interne du plasma est constante. Les deux phases utilisées pour les analyses de transport ainsi que l'évolution temporelle de divers paramètres caractéristiques du plasma sont représentées dans la figure 5.2, pour un plasma chauffé à l'aide de 4 faisceaux d'ondes EC. Dans cet exemple, la puissance totale de chauffage EC est de 1.8 MW. Pendant la première phase, les trois quarts de la puissance EC sont déposés à $\rho_{EC1} = 0.35$ et un quart à $\rho_{EC2} = 0.7$. Entre les temps 1.4 et 1.5 s, la position des miroirs des lanceurs d'ondes EC est modifiée afin que dans la deuxième phase, un quart de la puissance EC soit désormais déposée à $\rho_{EC1} = 0.35$ et que les trois quarts restant soient déposés à $\rho_{EC2} = 0.7$. Lors de la deuxième phase, la fraction de puissance EC déposée au bord du plasma étant plus importante que dans la première, le profil de température est plus plat. Ceci engendre un aplatissement du profil de courant, mis en évidence par la diminution de l'inductance interne. L'élongation du plasma est maintenue constante par rétroaction sur le courant des bobines toroïdales, comme dans les expériences décrites dans la section 4.3.1.

5.2 Variation des profils de température et de densité électronique

Les profils de température et de densité électronique sont mesurés toutes les 50 ms à l'aide d'un diagnostic basé sur la diffusion Thomson. La position des points de mesure, séparés de 4.5 cm, est représentée dans la figure 5.1. La coordonnée radiale ρ correspondant à ces points de mesure est calculée à partir de la description de l'équilibre magnétique reconstruit par le code LIUQE [21]. Chaque profil comporte environ 2×8 points en ρ . Afin de réduire l'impact du bruit lié à la mesure, les profils obtenus sont moyennés temporellement sur toute la durée, typiquement 300 ms, de la phase stationnaire utilisée pour les analyses de transport. Le gradient de température est calculé en associant à la valeur de la température mesurée sur une surface de flux une coordonnée de l'espace réel définie comme étant la distance, à l'équateur du plasma, entre l'axe du tore et le côté LFS de la surface de flux considérée.

La figure 5.3 illustre les larges variations de R/L_{Te} qu'il est possible d'obtenir en changeant la répartition des faisceaux d'ondes EC entre les deux positions de chauffage ρ_{EC1} et ρ_{EC2} . La puissance EC totale déposée dans le plasma est maintenue constante, $P_{EC} = 1.8$ MW et quatre configurations de chauffage sont utilisées. Le rapport de la puissance déposée à ρ_{EC1} et de celle déposée à ρ_{EC2} est varié de la façon suivante : 100/0, 75/25, 25/75 et 0/100. Le profil de densité de puissance EC déposée, calculé à l'aide du code TORAY-GA, est indiqué en unité arbitraires. Les profils de densité n_e et du gradient normalisé de densité R/L_{ne} correspondants sont représentés dans la figure 5.4. La mesure de la densité effectuée par le système de diffusion Thomson dépend de l'intensité absolue du signal détecté et est particulièrement sensible à l'étalonnage du système. L'incertitude

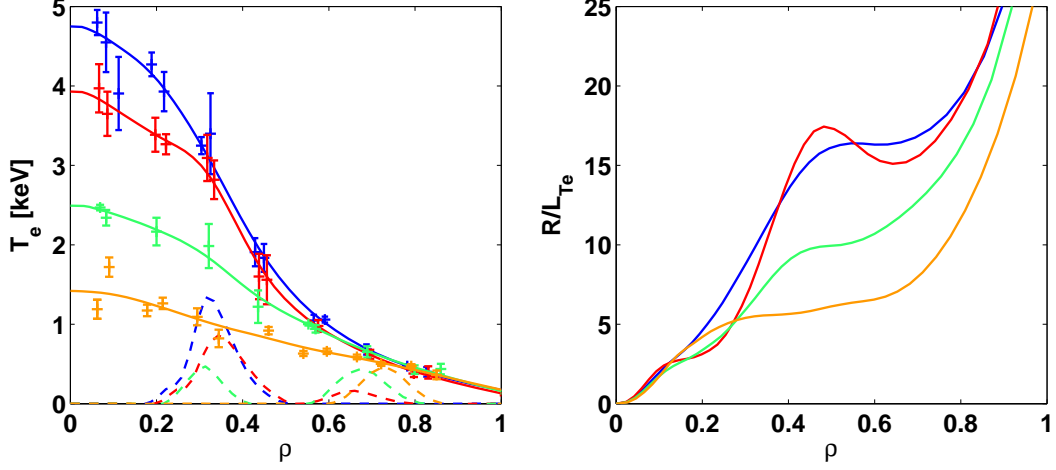


FIG. 5.3 – Variations du profil de température électronique et du profil du gradient normalisé de la température électronique obtenues en modifiant la répartition du dépôt de puissance EC entre les positions ρ_{EC1} et ρ_{EC2} . Les courbes en pointillé représentent en unité arbitraire les profils de densité de puissance EC déposée dans le plasma. TCV : #24873, 24848 et 25409

sur la mesure de la densité est donc plus élevée que pour la température. Il est toutefois possible de constater que plus le dépôt de puissance EC est central, plus le profil de densité est plat, l'effet étant particulièrement marqué pour $\rho < 0.4$. L'impact du chauffage EC sur les profils de densité de TCV est étudié en détail dans [92].

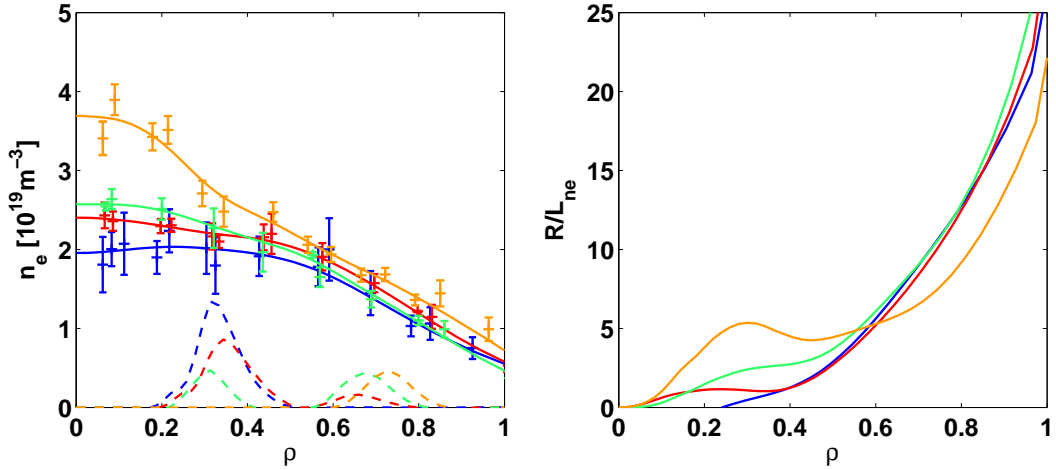


FIG. 5.4 – Variations du profil de densité électronique et du profil du gradient normalisé de la densité électronique obtenues en modifiant la répartition du dépôt de puissance EC entre les positions ρ_{EC1} et ρ_{EC2} . Les courbes en pointillé représentent en unité arbitraire les profils de densité de puissance EC déposée dans le plasma. TCV : #24873, 24848 et 25409

Les différentes valeurs de T_e et R/L_{T_e} à mi-rayon pour les plasmas réalisés à TCV dans le cadre de l'étude du transport radial d'énergie thermique électronique sont représentées

dans la figure 5.5. Pour une température légèrement supérieure à 1 keV, R/L_{T_e} est varié de plus d'un facteur quatre tout en maintenant la température constante. Les variations de T_e sont obtenues en variant la puissance totale déposée dans le plasma, alors que les variations de R/L_{T_e} le sont en changeant la répartition de la puissance de chauffage [93].

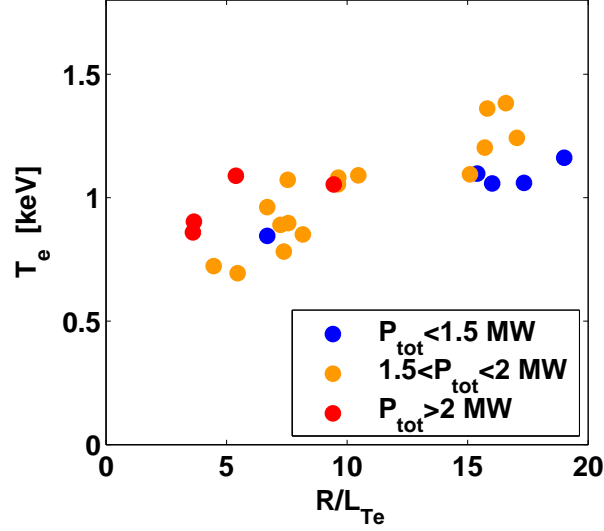


FIG. 5.5 – Valeurs de T_e et R/L_{T_e} obtenues à mi-rayon pour les plasmas réalisés à TCV dans le cadre de l'étude du transport radial d'énergie thermique électronique. TCV : #24872, 24873, 24874, 24875, 25405, 25409, 31753, 31756, 31757, 31758, 31759, 31760, 31761, 31762, 31763 et 31765

5.3 Évaluation du niveau de transport d'énergie thermique électronique

Le niveau de transport d'énergie thermique électronique est évalué en calculant la diffusivité thermique électronique χ_e à partir de l'équation (3.3). Les profils de température et de densité électroniques sont mesurés à l'aide du diagnostic de diffusion Thomson. Le terme $\langle |\vec{\nabla}\rho|^2 \rangle$ provient de la reconstruction de l'équilibre magnétique effectuée par le code LIUQE. Le flux d'énergie thermique est obtenu à partir de l'équation (3.2), pour un plasma stationnaire, en prenant en compte les contributions de la puissance de chauffage ohmique, de la puissance de chauffage EC et de la puissance transférée des électrons vers les ions par collision. La puissance de chauffage ohmique est calculée en supposant que la résistivité du plasma est décrite par la théorie néoclassique et que le champ électrique toroïdal ne varie pas sur le petit rayon du plasma. La puissance de chauffage EC déposée dans le plasma (localisation et absorption) est calculée à l'aide du code TORAY-GA, en prenant en compte, si nécessaire, la réflexion des ondes EC sur la colonne centrale du tore et l'absorption supplémentaire lors de la deuxième traversée de la résonance électronique cyclotronique qui en résulte. Cette contribution n'excède jamais 5% de la puissance EC

totale et son impact sur le calcul de χ_e n'est notable que pour les plasmas réalisés à basse densité lorsque toute la puissance de chauffage EC est déposée au bord du plasma, à ρ_{EC2} . Pour ces quelques cas, la diffusivité thermique est calculée en considérant, dans un premier temps, que toute la puissance non absorbée au premier passage à travers la résonance est intégralement réfléchiée par la colonne centrale et absorbée au deuxième passage, puis, dans un deuxième temps, que la puissance non absorbée au premier passage est perdue. Les deux valeurs obtenues sont utilisées pour établir les bornes inférieure et supérieure des barres d'erreur de χ_e . Le profil de température ionique, nécessaire pour évaluer la puissance transférée des électrons vers les ions, est mesuré à partir de l'analyse spectroscopique du rayonnement émis lors de l'échange de charge entre des atomes neutres d'hydrogène et les ions C^{6+} du plasma (Charge Exchange Recombination Spectroscopy, CXRS). Du fait des relativement basses densités explorées, la puissance transférée des électrons vers les ions est faible et la température électronique nettement plus élevée que la température ionique. La contribution des différents termes à la puissance de chauffage totale est représentée dans la figure 5.6, pour un plasma chauffé à l'aide de 1.8 MW de puissance EC, dont un quart est déposé à ρ_{EC1} et trois quarts à ρ_{EC2} . La puissance de

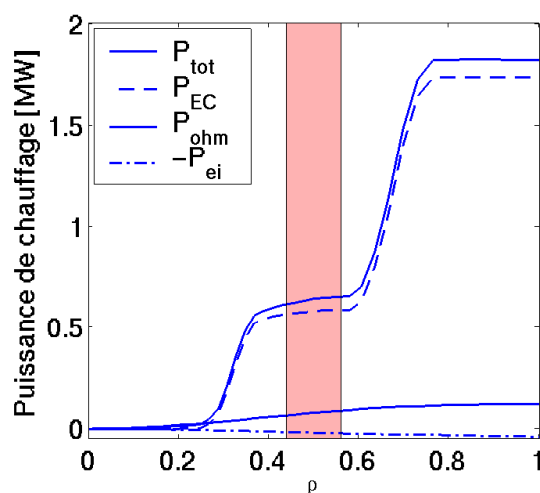


FIG. 5.6 – Bilan de la puissance de chauffage du plasma montrant les contributions (profils de l'intégrale volumique de la densité de puissance) de la puissance ohmique, EC et de transfert par collisions entre électrons et ions. La région d'investigation du transport d'énergie thermique est indiquée par le rectangle coloré. TCV : #31761

chauffage EC domine largement le bilan de puissance, ce qui permet de contrôler expérimentalement le flux radial d'énergie thermique en variant la configuration de chauffage EC. Les valeurs de la diffusivité thermique obtenues pour les différents plasmas sont comparées dans la région $0.45 < \rho < 0.55$. Les bornes de ce domaine sont suffisamment éloignées des lieux du dépôt de puissance EC, ρ_{EC1} et ρ_{EC2} , pour qu'une incertitude de 1 cm sur la position du plasma, ou de 2° sur la position des miroirs utilisés pour le lancement des ondes EC, n'ait pas d'impact sur le calcul de la puissance EC déposée au niveau

de la zone d'investigation. La puissance totale rayonnée par le plasma, mesurée par des bolomètres constitués de photo-diodes AXUV, peut atteindre 20% de la puissance totale. Le rayonnement de puissance s'effectue essentiellement au bord du plasma et l'inversion tomographique des données bolométriques indique que pour $\rho < 0.8$, le rapport de la puissance rayonnée et de la puissance de chauffage totale du plasma ne dépasse pas 5%. La contribution de la puissance rayonnée est donc négligée pour le calcul de la diffusivité thermique dans la région d'investigation. Notons aussi que pour l'ensemble des plasmas considérés, aucun mode MHD n'est détecté à l'aide des sondes mesurant les fluctuations du champ magnétique poloïdal. De plus, la modification du profil de courant pendant la phase EC entraîne la disparition des dents de scie visibles pendant la phase ohmique. L'effet des dents de scie sur le profil d'émissivité du plasma est illustré dans la figure 5.7 où l'évolution temporelle du rayonnement X mou, mesurée à l'aide du DMPX, est représentée pour le plasma décrit dans la figure 5.2. Pour $\rho \geq 0.45$ et donc pour la région d'analyse du transport, le profil d'émissivité est quasiment constant pendant les deux phases EC.

Les barres d'erreur obtenues dans le calcul de la diffusivité thermique proviennent essentiellement du calcul du gradient de température. En effet, ce calcul nécessite l'interpolation du profil de température. Compte tenu des barres d'erreur sur la mesure de la température et de la résolution spatiale du système de diffusion Thomson, l'incertitude relative sur le calcul du gradient de température est d'environ 15%. L'incertitude relative sur la valeur obtenue pour la diffusivité thermique est estimée à 35% et celle sur le gradient normalisé de température à 20%.

5.4 Effet du gradient normalisé de température électronique

5.4.1 Puissance de chauffage constante

À puissance de chauffage et forme de plasma constants, le flux d'énergie thermique au bord du plasma est constant. Sa valeur à mi-rayon, ainsi que le profil de température, peuvent être modifiés en changeant la répartition du dépôt de puissance EC entre les deux positions de chauffage ρ_{EC1} et ρ_{EC2} . Les valeurs du flux d'énergie thermique et du gradient normalisé de température à mi-rayon, obtenues en variant la configuration de chauffage EC tout en maintenant la puissance de chauffage totale constante à 1.8 MW, sont représentées dans la figure 5.8. La tendance générale est une augmentation du gradient normalisé de température R/L_{Te} à mesure que le flux d'énergie thermique Q_e à mi-rayon augmente. Dans cette évolution, trois phases se distinguent. D'abord, lorsque toute la puissance de chauffage EC est déposée à ρ_{EC2} , les valeurs de R/L_{Te} et Q_e obtenues sont les plus faibles et le gradient normalisé de température est compris entre 4 et 7.5. Autour de $R/L_{Te} = 7.5$, une transition a lieu à partir de laquelle il est nécessaire d'augmenter significativement Q_e pour observer une augmentation de R/L_{Te} . Le gradient

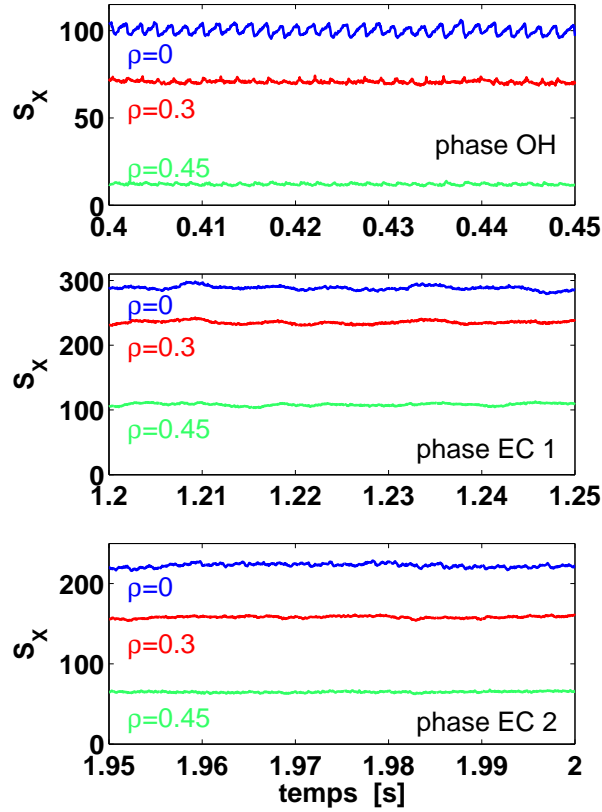


FIG. 5.7 – Évolution temporelle de l'émissivité du plasma mesurée le long de trois lignes de visée du DMPX (rayonnement X mou) pour le plasma décrit dans la figure 5.2. Les dents de scie, présentes pendant la phase ohmique ne sont plus visibles pendant les deux phases EC et l'émissivité du plasma pour $\rho = 0.45$ est alors quasiment constante. La puissance EC totale est de 1.8 MW. Pendant la première phase, les trois quarts sont déposés à ρ_{EC1} et un quart à ρ_{EC2} . Puis, pendant la deuxième phase la situation est inversée et un quart est déposé à ρ_{EC1} et trois quarts à ρ_{EC2} . TCV : #31761

normalisé de température augmente tout de même régulièrement avec Q_e jusqu'à ce que $R/L_{Te} = 15-17$. Les valeurs de R/L_{Te} obtenues ne dépendent ensuite quasiment plus de Q_e et une augmentation du flux de chaleur à mi-rayon d'un facteur deux n'entraîne pas de changement significatif de R/L_{Te} . Les deux premières phases ont également été observées dans des expériences similaires effectuées sur ASDEX Upgrade. Ces expériences montrent que dans le domaine $1 < R/L_{Te} < 7$, il existe un seuil en R/L_{Te} à partir duquel l'augmentation de R/L_{Te} avec Q_e devient nettement plus faible [94]. Sur ASDEX Upgrade, la transition a lieu pour $R/L_{Te} = 3$.

Les profils de T_e , R/L_{Te} , Q_e et χ_e obtenus en quelques points caractéristiques de la figure 5.8 sont représentés dans la figure 5.9. L'augmentation du niveau transport observée autour de $R/L_{Te} = 7.5$ est nettement visible : en augmentant de 7% à 21% la fraction de puissance déposée à l'intérieur de la surface $\rho = 0.5$, les profils de T_e et R/L_{Te} restent quasiment identiques, alors que le flux d'énergie thermique à mi-rayon augmente d'un

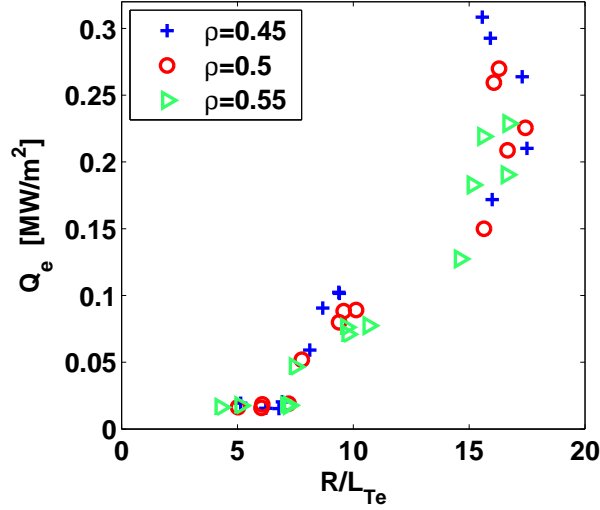


FIG. 5.8 – Variations du gradient normalisé de température R/L_{Te} et du flux d'énergie thermique Q_e à mi-rayon, obtenues en variant la configuration de chauffage EC à puissance totale constante. Les résultats sont représentés pour trois valeurs de ρ . TCV : #24873, 24874, 25409, 31756, 31757, 31758, 31761, 31762, 31763 et 31765

facteur trois. Pour ces plasmas, la densité moyenne et la charge effective sont relativement constantes : $\bar{n}_e = 1.7\text{--}1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $Z_{\text{eff}} = 4.5\text{--}5.5$. La charge effective moyenne du plasma est évaluée à l'aide de la théorie néoclassique. La conductivité néoclassique dépendant de la charge effective du plasma, cette dernière peut en effet être déterminée de manière à ce que le courant total calculé corresponde au courant total mesuré expérimentalement. À mi-rayon, les valeurs du gradient normalisé de densité R/L_{ne} sont comprises entre 2.5 et 5 environ. Les valeurs les plus élevées sont obtenues pour un dépôt de puissance EC au bord du plasma et les valeurs les plus faibles pour un dépôt central, en accord avec le comportement observé dans [92]. La figure 5.9 permet également de constater que pour les expériences à puissance totale constante, la température électronique augmente en même temps que le gradient normalisé de température et que ces deux paramètres sont fortement couplés.

5.4.2 Température constante

Afin de découpler l'effet de T_e et de R/L_{Te} sur le transport radial d'énergie thermique, la puissance totale de chauffage EC a été variée de 0.9 à 2.25 MW et différentes répartitions de la puissance entre les deux positions de dépôt ont été explorées. À mi-rayon, le gradient normalisé de température a ainsi pu être varié d'un facteur quatre, tout en maintenant la température, $T_e = 1.1 \text{ keV}$, constante à 5% près. La figure 5.10 illustre les valeurs de Q_e et de χ_e obtenues en fonction de R/L_{Te} . La transition autour de $R/L_{Te} = 7.5$ est à nouveau visible et le transport augmente fortement dans cette région. Puis, pour $R/L_{Te} > 7.5$, le flux d'énergie thermique augmente linéairement avec R/L_{Te} et le niveau de transport est constant. La densité du plasma à mi-rayon varie de 1.6 à $2.3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, le gradient

normalisé de densité de 4 à 5, et la charge effective moyenne de 4 à 5.5, sans corrélation directe avec les variations de R/L_{Te} . Pour $R/L_{Te} > 7.5$, $n_e\chi_e$ est constant à 15% près et les variations relatives de χ_e sont inférieures à 28%. Comme nous le verrons dans la section 5.5, une partie des variations de χ_e peuvent être attribuées aux variations de densité. La figure 5.10 met en évidence l'impact de R/L_{Te} sur le transport électronique pour un large domaine de R/L_{Te} , à température constante, et montre que le transport d'énergie thermique électronique augmente fortement autour de $R/L_{Te} = 7.5$, puis ne dépend plus ou très peu de R/L_{Te} , pour $R/L_{Te} > 7.5$.

Il est important de souligner que, pour ces expériences réalisées en régime stationnaire et en l'absence d'entraînement de courant par onde EC, les profils de température et de courant sont fortement couplés et que le profil de courant obtenu dépend donc de la configuration de chauffage EC utilisée. Il n'existe pas sur TCV de mesure directe du profil de courant, mais comme exposé dans la section 4.2, les variations du profil de

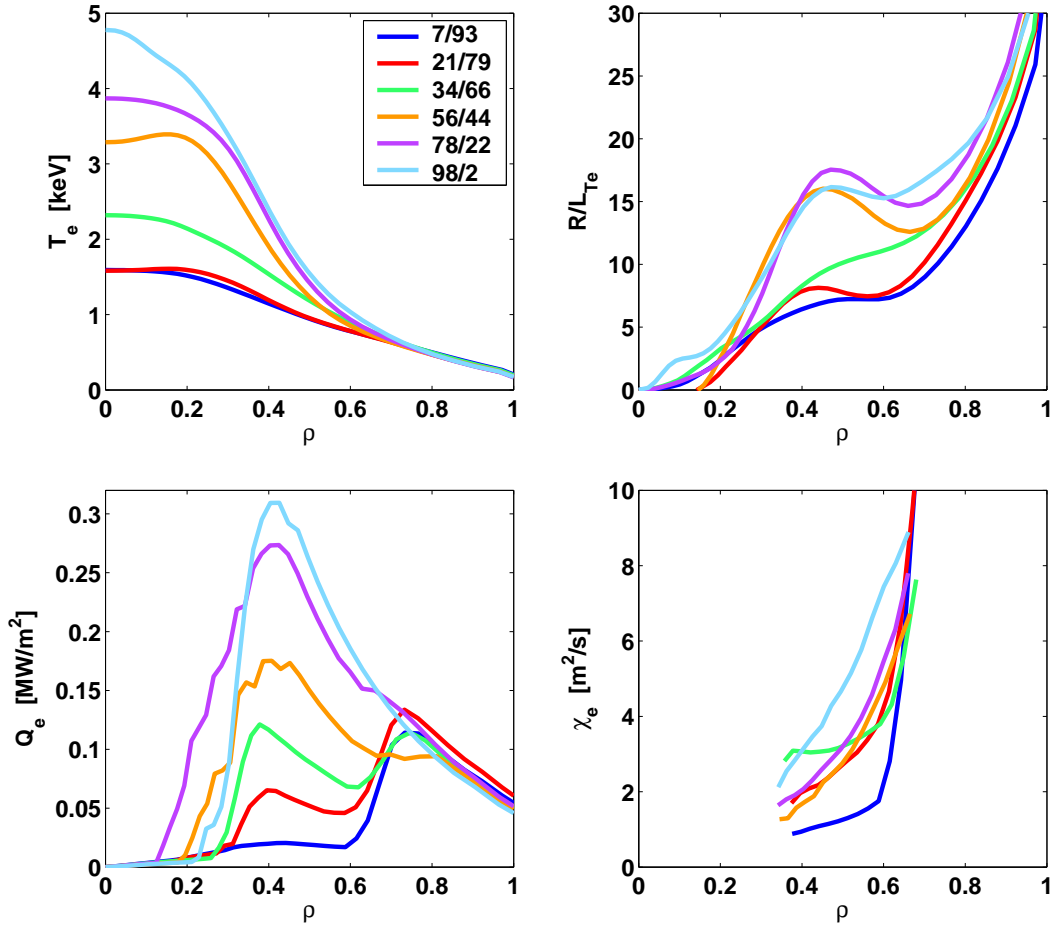


FIG. 5.9 – Profils de T_e , R/L_{Te} , Q_e et χ_e obtenus en quelques points caractéristiques de la figure 5.8. Le rapport entre la puissance de chauffage du plasma (ohmique et EC) pour $\rho < 0.5$ et celle pour $\rho > 0.5$ est indiqué dans la figure. Ce rapport reflète la répartition de la puissance EC entre ρ_{EC1} et ρ_{EC2} . TCV : #24873, 31761, 31762 et 31765

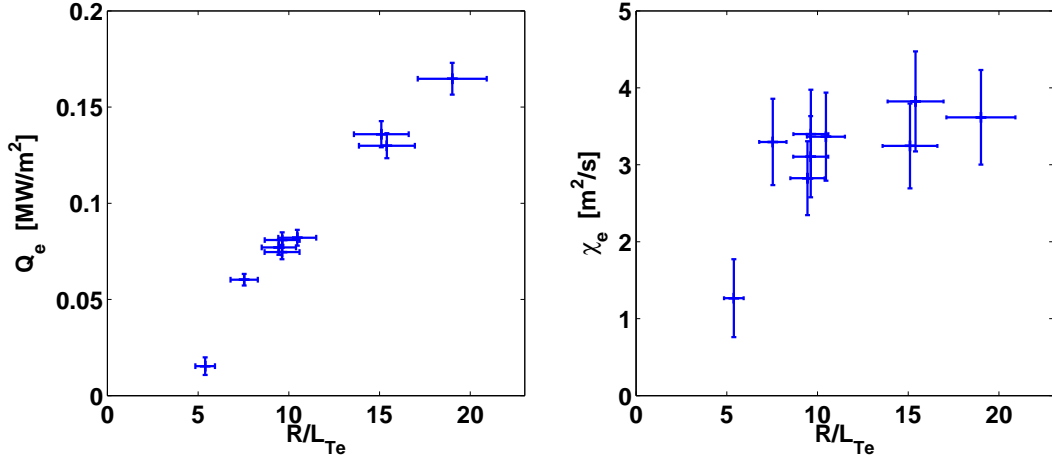


FIG. 5.10 – Variation du flux d’énergie thermique et de la diffusivité thermique, à $\rho=0.55$, en fonction du gradient normalisé de température, pour une température constante à 5% près, $T_e = 1$ keV. TCV : #24872, 25405, 25409, 31758, 31759, 31760, 31761, 31762 et 31763

courant peuvent être évaluées à partir de celles de l’inductance interne et, en l’absence d’entraînement de courant par ondes EC ou injection de neutres, la théorie néoclassique permet de calculer le profil de courant. Pour les expériences décrites dans ce paragraphe, l’augmentation de R/L_{T_e} de 5.5 à 19 s’accompagne d’un piquage du profil de courant se manifestant par une augmentation de l’inductance interne de 1.05 à 1.4. Les simulations effectuées avec le code ASTRA en mode interprétatif montrent que la valeur du facteur de sécurité q à $\rho = 0.55$ diminue alors de 1.95 à 1.6 et que le cisaillement magnétique $s = \frac{1}{q} \frac{\partial q}{\partial \rho}$ augmente de 0.9 à 1.6. Le comportement de χ_e en fonction de R/L_{T_e} pourrait donc être partiellement dû aux variations de q ou s .

5.4.3 Modèle empirique à gradient critique

Un modèle empirique à gradient critique a été proposé dans [95] pour décrire les profils expérimentaux de χ_e :

$$\chi_e = q^{3/2} \frac{T_e}{eB} \frac{\rho_s}{R} [\chi_s (R/L_{T_e} - \kappa_c)^\alpha H(R/L_{T_e} - \kappa_c) + \chi_0] \quad (5.1)$$

Ce modèle est principalement basé sur une augmentation de χ_e avec R/L_{T_e} lorsque ce dernier dépasse un seuil noté κ_c . Une telle dépendance en R/L_{T_e} est fortement suggérée par la rigidité du profil de température observée expérimentalement en présence de chauffage central et est également observée dans les simulations du taux de croissance des micro-instabilités ETG et TEM, potentiellement responsables du transport électronique. Le modèle comporte deux contributions au transport. La première, caractérisée par le paramètre χ_s et une dépendance en R/L_{T_e} , décrit l’augmentation du transport d’énergie thermique au dessus du seuil, c’est-à-dire pour $R/L_{T_e} > \kappa_c$. La deuxième, caractérisée par le paramètre χ_0 , décrit le transport résiduel, ne dépendant pas de R/L_{T_e} . La fonction H

vaut 0 pour $R/L_{T_e} \leq \kappa_c$ et 1 pour $R/L_{T_e} > \kappa_c$. Le rayon de Larmor est noté $\rho_s = \frac{\sqrt{m_i T_e}}{eB}$. Une dépendance gyro-Bohm, $\frac{T_e \rho_s}{eB R}$, est introduite pour les deux contributions au transport. La dépendance gyro-Bohm est caractéristique du transport d'énergie thermique due à une turbulence du plasma dont la longueur d'onde est de l'ordre de grandeur du rayon de Larmor normalisé au petit rayon du plasma $\rho^* = \rho_s/a$. L'introduction de la dépendance gyro-Bohm dans le modèle empirique est soutenue par l'observation expérimentale d'une telle dépendance pour le transport d'énergie thermique électronique dans les plasmas en mode L [96]. À champ magnétique fixe, la dépendance gyro-Bohm se traduit par une diffusivité thermique proportionnelle à $T_e^{3/2}$. Le terme $q^{3/2}$ introduit dans le modèle permet de reproduire la dépendance du transport sur le facteur de sécurité observée expérimentalement [97]. Le flux d'énergie thermique prédit par le modèle empirique à gradient critique (transport diffusif) est le suivant :

$$Q_e = n_e q^{3/2} \frac{T_e^2}{eB} \frac{\rho_s}{R^2} [\chi_s (R/L_{T_e} - \kappa_c)^\alpha H(R/L_{T_e} - \kappa_c) + \chi_0] R/L_{T_e}$$

La motivation de ce modèle est de condenser l'information contenue dans le profil expérimental de χ_e à l'aide de 3 paramètres libres, afin de pouvoir comparer le niveau de transport obtenu dans différents tokamaks et pour différents plasmas. Si des dépendances de χ_s ou κ_c sur des paramètres du plasma sont mises en évidence, il est possible de réduire le nombre de paramètres libres du modèle et de le rendre plus prédictif.

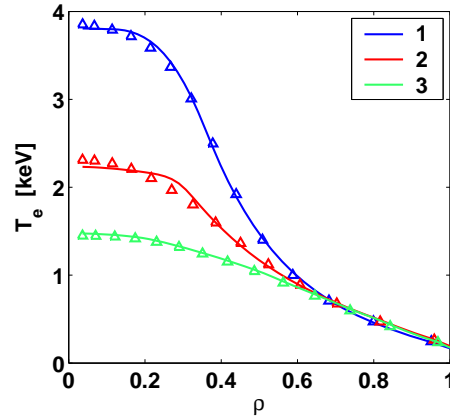


FIG. 5.11 – Simulations du profil de température à l'aide du modèle à gradient critique, avec $\chi_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)$, pour 3 configurations de puissance EC différentes. Les profils de température expérimentaux sont représentés par les symboles et les profils simulés en traits continus (paramètres du tableau 5.1).

Dans cette section, le modèle empirique à gradient critique est utilisé pour simuler les profils de température expérimentaux obtenus pour 3 configurations EC différentes, à puissance totale constante. Les plasmas choisis font partie de ceux décrits dans la figure 5.9 et couvrent un large domaine de valeurs de R/L_{T_e} à mi-rayon. Les rapports entre la puissance totale déposée à l'intérieur et à l'extérieur de $\rho=0.5$ sont les suivants : 78/22, 34/66, 7/93. Le code ASTRA est utilisé pour effectuer les simulations. Les profils

de densité et de flux d'énergie thermique, ainsi que la description de la dernière surface de flux et le courant total, sont fixés aux valeurs obtenues dans l'expérience. Le profil de courant est calculé à l'aide de la théorie néoclassique et l'équilibre magnétique est déterminé en résolvant l'équation de Grad-Shafranov. L'équation (5.1) est utilisée pour calculer la diffusivité thermique et l'équation (3.3) pour calculer le profil de température. Le profil de température est simulé pour $\rho < 0.8$ et fixé au profil expérimental pour $\rho \geq 0.8$. Dans un premier temps, la valeur du paramètre α de l'équation (5.1) est choisie égale à 1, car cette valeur correspond au choix optimal pour les simulations effectuées à l'aide de ce modèle dans les autres tokamaks [98]. Le seuil est constant sur tout le rayon du plasma. Les résultats des simulations sont représentées dans la figure 5.11 et les paramètres utilisés pour la modélisation de χ_e sont listés dans le tableau 5.1. Les profils de

Plasma	Configuration EC	χ_0	κ_c	χ_s
1	78/22 (centre)	0.14	14.3	0.55
2	34/66 (réparti)	0.12	9	0.55
3	7/93 (bord)	0.24	7.2	0.55

TAB. 5.1 – Paramètres χ_0 , κ_c et χ_s utilisés pour les simulations à l'aide du modèle à gradient critique, avec $\chi_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)$, des profils de température obtenus expérimentalement pour 3 configurations EC différentes.

T_e simulés sont très proches des profils expérimentaux et les valeurs de χ_s et κ_c obtenues sont dans le même domaine que celles obtenues sur ASDEX Upgrade, FTU et Tore Supra [98]. Pour la simulation du profil de température des 3 cas considérés, le paramètre χ_s est gardé quasiment constant, $\chi_s = 0.55$, mais le paramètre κ_c varie fortement. Le seuil doit en effet être augmenté de près d'un facteur 2 lorsque l'on passe d'un dépôt de puissance principalement au bord du plasma (cas 3, $R/L_{T_e} \sim 7$ à mi-rayon) à un dépôt de puissance principalement au centre du plasma (cas 1, $R/L_{T_e} \sim 16$ à mi-rayon).

La figure 5.10 suggère que l'augmentation du seuil, nécessaire pour simuler les plasmas à hautes valeurs de R/L_{T_e} , pourrait être due à une trop forte dépendance de χ_e sur R/L_{T_e} dans le modèle. En effet, dans le modèle, $\chi_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)$ et donc $Q_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)R/L_{T_e}$, alors que la figure 5.10 montre que, à température constante, $Q_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)$. Afin de tester cette hypothèse, le modèle à gradient critique a été utilisé avec l'expression suivante pour χ_e :

$$\chi_e = q^{3/2} \frac{T_e}{eB} \rho_s \left[\chi_s \left(1 - \frac{\kappa_c}{R/L_{T_e}} \right) H(R/L_{T_e} - \kappa_c) + \chi_0 \right]$$

Les résultats des simulations effectuées avec cette variante du modèle sont très similaires à ceux obtenus précédemment : les profils de températures simulés sont très proches des profils expérimentaux, voir figure 5.12, et comme indiqué dans le tableau 5.2, il est toujours nécessaire d'augmenter le seuil lorsque le dépôt de puissance EC devient plus central. Ceci provient du fait que pour bien simuler l'augmentation de χ_e vers le bord du plasma, il est nécessaire de fixer la valeur du seuil juste en dessous de la valeur expérimentale de R/L_{T_e} à mi-rayon. Pour les deux variantes du modèle empiriques utilisées,

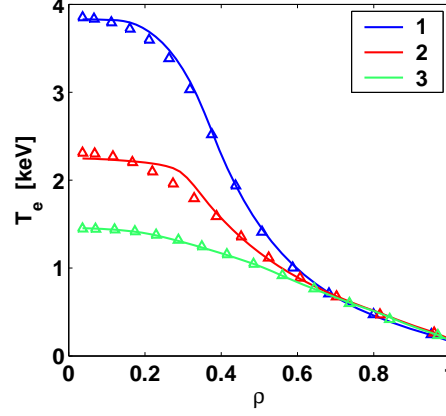


FIG. 5.12 – Simulations du profil de température à l’aide du modèle à gradient critique, avec $\chi_e \propto (1 - \frac{\kappa_c}{R/L_{Te}})$, pour 3 configurations de puissance EC différentes. Les profils de température expérimentaux sont représentés par les symboles et les profils simulés en traits continus (paramètres du tableau 5.2).

Plasma	Configuration EC	χ_0	κ_c	χ_s
1	78/22 (centre)	0.15	15	12
2	34/66 (réparti)	0.14	9.8	10
3	7/93 (bord)	0.26	7.9	10.5

TAB. 5.2 – Paramètres χ_0 , κ_c et χ_s utilisés pour les simulations à l’aide du modèle à gradient critique, avec $\chi_e \propto (1 - \frac{\kappa_c}{R/L_{Te}})$, des profils de température obtenus expérimentalement pour 3 configurations EC différentes.

pour typiquement $0.4 < \rho < 0.65$, les valeurs de R/L_{Te} sont alors légèrement supérieures au seuil et les fonctions $f(R/L_{Te}) = (R/L_{Te} - \kappa_c)$ et $f(R/L_{Te}) = (1 - \frac{\kappa_c}{R/L_{Te}})$ ont le même comportement.

La comparaison de la figure 5.10, montrant que χ_e ne dépend pas de R/L_{Te} à mi-rayon, et du résultat des simulations effectuées avec le modèle empirique à gradient critique permet de conclure que :

- ou bien $\chi_e = f(R/L_{Te} - \kappa_c)$ et κ_c augmente lorsque le dépôt de puissance EC devient plus central. La dépendance de χ_e en $R/L_{Te} - \kappa_c$ permet de simuler l’augmentation de χ_e vers le bord du plasma en choisissant une valeur κ_c légèrement inférieure à celle de R/L_{Te} à mi-rayon. Une variation de κ_c en fonction de la distribution radiale du dépôt de puissance EC ou d’un paramètre qui y est lié est nécessaire pour expliquer la figure 5.10.
- ou bien, les variations de χ_e ne sont pas liées à R/L_{Te} pour $R/L_{Te} > 7.5$. Cette hypothèse implique que les variations radiales de χ_e , notamment son augmentation vers le bord du plasma, ne sont pas expliquées par l’augmentation de R/L_{Te} et que pour simuler les profils expérimentaux une dépendance radiale supplémentaire doit être introduite dans le modèle empirique à gradient critique.

5.5 Effet de la température électronique, de la densité et de la température

L'étape suivante est l'évaluation de l'effet de la température électronique et de la densité sur le transport d'énergie thermique. Afin de se placer dans les conditions où R/L_{T_e} n'influence pas le transport d'énergie thermique, seules des configurations de chauffage EC pour lesquelles $R/L_{T_e} > 9$ sont considérées. La densité moyenne du plasma est variée de $\bar{n}_e = 0.8$ à $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et la puissance de chauffage EC de 0.9 à 1.8 MW. Comme dans la section précédente, le transport d'énergie thermique est étudié à mi-rayon, $0.45 \leq \rho \leq 0.55$.

5.5.1 Effet de la température

À densité fixe, l'augmentation du flux d'énergie thermique entraîne une augmentation de la température et du niveau de transport. Dans la figure 5.13, la diffusivité thermique χ_e à mi-rayon est représentée en fonction de la température, pour des plasmas de triangularité $\delta = 0.4$ et $\delta = 0.2$. Pour le domaine de températures exploré, la densité est constante à 8% près et vaut respectivement, pour les trois rayons considérés ($\rho = 0.45, 0.5$ et 0.55), $n_e = 1, 1.05$ et $1.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à $\delta = 0.4$ et $n_e = 2.25, 2.4$ et $2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à $\delta = 0.2$. Pour les deux triangularités, la charge effective est comprise entre 4 et 4.5. Quand T_e augmente à mi-rayon de 1 à 1.5 keV environ, R/L_{T_e} augmente de 9 à 13 à $\delta = 0.4$ et de 9 à 16 à $\delta = 0.2$. D'après la figure 5.10, cette augmentation de R/L_{T_e} n'a quasiment aucun impact sur le transport d'énergie thermique. La figure 5.13 montre en revanche que χ_e augmente avec T_e , ceci de façon d'autant plus marquée que le rayon d'observation ρ est élevé. Les variations de température obtenues à densité et charge effective fixe sont toutefois relativement modestes, et même s'il apparaît que le transport augmente avec la température électronique, il n'est pas possible ici de déterminer la dépendance précise de χ_e sur ce paramètre.

5.5.2 Effet de la collisionnalité

La température, la densité et la charge effective modifient la collisionnalité du plasma, laquelle joue un rôle essentiel dans la stabilité des ITG et TEM par l'impact qu'elle a sur les électrons piégés. Plus précisément, les collisions stabilisent fortement les TEM lorsque la collisionnalité effective, $\nu_{\text{eff}} = \nu_{ei}/\omega_{De}$, est supérieure à 1 [99]. La collisionnalité effective compare la fréquence de collision électron-ion ν_{ei} à la fréquence électronique de dérive liée à la courbure du champ magnétique ω_{De} . Pour les instabilités ITG et TEM, ω_{De} est une estimation du taux de croissance et la collisionnalité effective peut être estimée par la formule $\nu_{\text{eff}} = 0.1 R n_e Z_{\text{eff}} / T_e^2$. L'impact de la collisionnalité sur la stabilité des ITG et TEM suggère d'étudier expérimentalement son effet sur le transport d'énergie thermique électronique.

Les variations les plus grandes de n_e , Z_{eff} et T_e ont été obtenues à $\delta = 0.4$ et $\delta = -0.35$. Pour ces deux configurations, le domaine de paramètres exploré et l'effet de la collision-

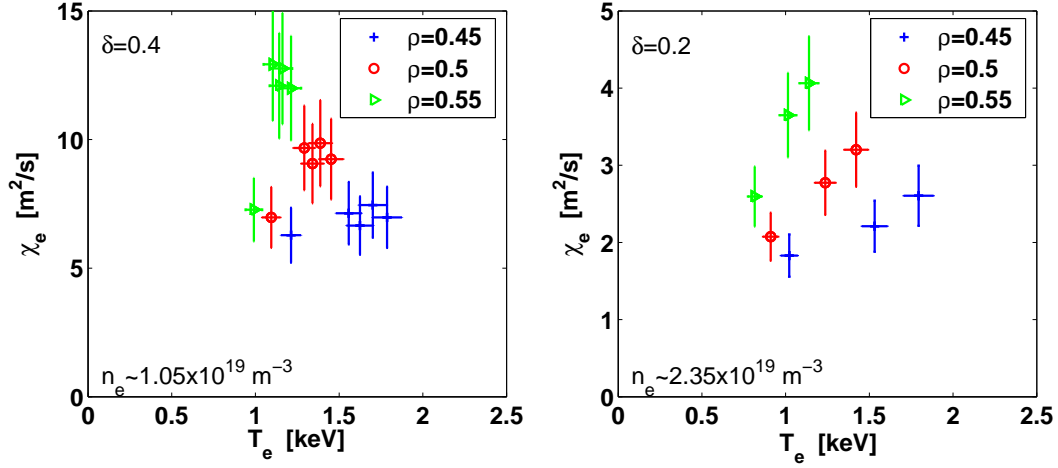


FIG. 5.13 – Variation du transport d'énergie thermique électronique en fonction de la température, à densité et charge effective moyenne constante, pour des plasmas de triangularité $\delta = 0.4$ et $\delta = 0.2$. TCV : #31759, 31761, 31762, 24882, 24883 et 24884

lité effective sur le transport d'énergie thermique sont illustrés dans les figures 5.14 et 5.15. La forte dépendance de χ_e sur la température, montrée dans la section précédente, est

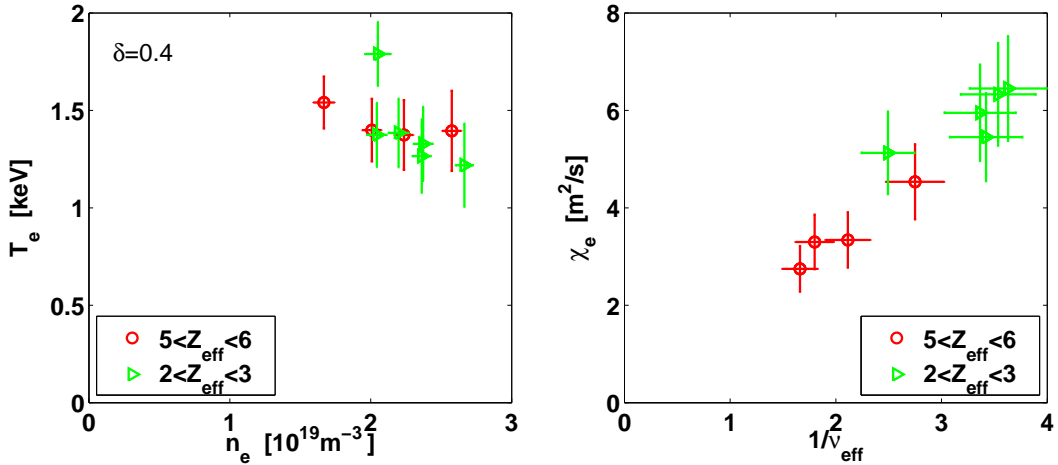


FIG. 5.14 – Domaine de paramètres exploré et variation du transport d'énergie thermique électronique en fonction de $1/\nu_{\text{eff}}$, à mi-rayon, pour des plasmas de triangularité $\delta = 0.4$. TCV : #24732, 24746, 27779, 27780, 27781, 27782, 31902 et 31903

confirmée par ces deux figures. De plus, la figure 5.14 montre que l'effet de la charge effective doit être pris en compte et les figures 5.14 et 5.15 y ajoutent l'effet de la densité. Pour les deux triangularités, R/L_{T_e} est compris entre 12 et 16 et les valeurs de s et q varient de moins de 10%. Le gradient normalisé de densité varie de 1.5 à 4, sans corrélation avec ν_{eff} . Dans le domaine exploré, l'effet de la collisionnalité permet de décrire les principales variations de χ_e et regroupe l'effet de la température, de la densité et de la charge effective en une dépendance unique. Les faibles déviations observées pourraient

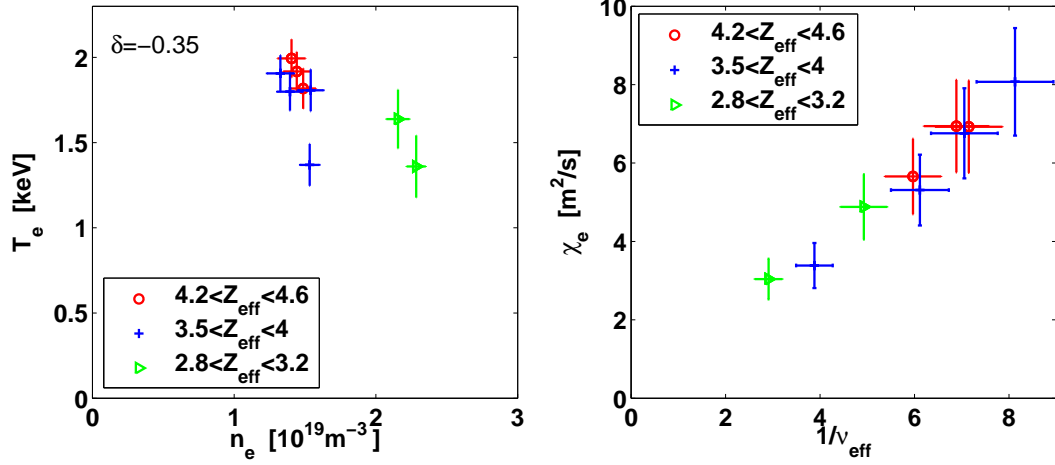


FIG. 5.15 – Domaine de paramètres exploré et variation du transport d'énergie thermique électronique en fonction de $1/\nu_{\text{eff}}$, à mi-rayon, pour des plasmas de triangularité $\delta = -0.35$.

TCV : #28008, 28010, 31857, 31860 et 31861

être due à une dépendance de χ_e sur d'autres paramètres. Notons que seule la charge effective moyenne est utilisée. Une variation du profil de charge effective pourrait être responsable d'une variation de χ_e à ν_{eff} constant. Notons aussi que les variations de T_e obtenues à ν_{eff} fixe sont faibles et ne permettent pas de déterminer si le transport dépend de la température par l'intermédiaire de ν_{eff} uniquement ou par l'intermédiaire de ν_{eff} et de T_e , avec une dépendance gyro-Bohm par exemple. Une diminution du transport d'énergie thermique électronique lorsque ν_{eff} augmente a également été observée dans les plasmas en mode L sur le tokamak ASDEX Upgrade [94, 100].

5.5.3 Retour sur l'effet du gradient normalisé de température

La section précédente montre que pour $R/L_{T_e} > 9$ les variations de χ_e sont relativement bien décrites par $\chi_e \propto 1/\nu_{\text{eff}}$. Cette dépendance peut maintenant être utilisée pour normaliser les résultats obtenus dans les expériences pour lesquelles la puissance de chauffage EC était maintenue constante, et où les variations de T_e et R/L_{T_e} étaient par conséquent couplées, voir section 5.4.1. Pour ces plasmas, la charge effective et la densité sont quasiment constants ($\bar{n}_e = 1.7 - 1.9 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et $Z_{\text{eff}} = 4.5 - 5.5$). La dépendance de χ_e en ν_{eff} se traduit donc par une simple dépendance en T_e^2 . Le flux de chaleur normalisé Q_e/T_e^2 est représenté en fonction de R/L_{T_e} dans la figure 5.16.

Pour $R/L_{T_e} > 7.5$, le flux de chaleur normalisé Q_e/T_e^2 est une fonction de R/L_{T_e} de la forme $Q_e/T_e^2 = aR/L_{T_e} + b$. La normalisation en T_e^2 permet donc de retrouver la dépendance du flux d'énergie thermique sur R/L_{T_e} obtenue à température constante dans la section 5.4.2, soulignant ainsi la cohérence des résultats obtenus dans ce chapitre. Notons que compte tenu de la plage de températures explorées, un exposant de T_e compris entre 1.5 et 2.5 pourrait également convenir pour la normalisation du flux d'énergie thermique.

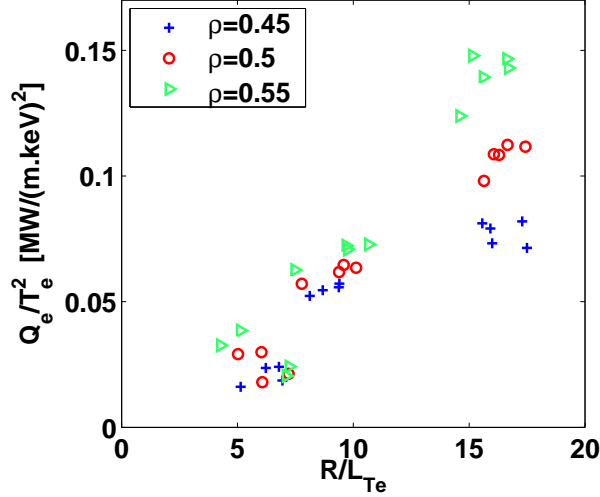


FIG. 5.16 – Variations du gradient normalisé de température R/L_{T_e} et du flux d'énergie thermique normalisé Q_e/T_e^2 à mi-rayon, obtenues en variant la configuration de chauffage EC à puissance totale constante. Les résultats sont représentés pour trois valeurs de ρ .

TCV : #24873, 24874, 25409, 31756, 31757, 31758, 31761, 31762, 31763 et 31765

Pour $R/L_{T_e} < 7.5$, la normalisation en T_e^2 ne semble pas adaptée, ce qui suggère que dans cette région, le transport d'énergie thermique n'est pas de la même nature que celui observé pour $R/L_{T_e} > 7.5$.

5.6 Micro-instabilités

Pour déterminer quelles instabilités sont présentes dans le plasma, l'idéal est de mesurer la composante perpendiculaire et parallèle du vecteur d'onde et la différence de phase des fluctuations de densité, de température et de potentiel du plasma. Ceci est néanmoins expérimentalement délicat et nécessite des diagnostics spécifiques non disponibles sur TCV au moment où ont été réalisées les expériences. Une autre approche consiste à utiliser des simulations pour prédire quelles sont les instabilités présentes dans le plasma pour les profils et la configuration magnétique expérimentaux.

Ainsi le seuil du gradient de température électronique pour lequel les ETG sont instables est obtenu à partir de simulations gyro-cinétiques linéaires [101] et s'écrit :

$$R/L_{T_e}^{ETG} = \left(1 + Z_{\text{eff}} \frac{T_e}{T_i}\right) \left(1.33 + 1.91 \frac{s}{q}\right)$$

Dans les expériences réalisées à TCV, les valeurs expérimentales de R/L_{T_e} sont toujours plus de deux fois inférieures à celles du seuil $R/L_{T_e}^{ETG}$, pour $0.2 < \rho < 0.7$. Ceci est dû aux hautes valeurs de Z_{eff} et de $\frac{T_e}{T_i}$ obtenues sur TCV à basse densité, en présence de chauffage EC. Les simulations gyro-cinétiques linéaires prédisent donc que les instabilités ETG ne sont pas présentes dans la région où les analyses de transport sont effectuées.

Au contraire, des simulations gyro-fluides linéaires électrostatiques locales effectuées à l'aide du code GLF23 [102] indiquent la présence des instabilités TEM et ITG. Pour les plasmas étudiés dans ce chapitre, la valeur à mi-rayon des gradients source d'énergie pour les TEM, R/L_{T_e} et R/L_{n_e} , sont représentées dans la figure 5.17. Les simulations GLF23

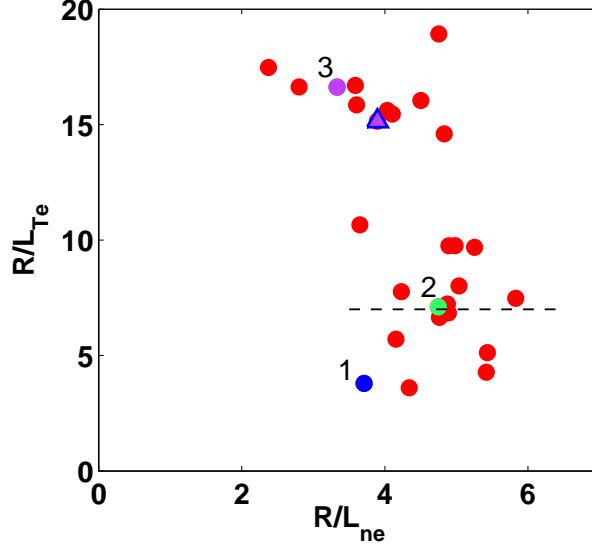


FIG. 5.17 – Valeur à mi-rayon des gradients source d'énergie pour les TEM, R/L_{T_e} et R/L_{n_e} , pour les plasmas à $\delta = 0.2$ considérés dans ce chapitre. La transition en R/L_{T_e} , observée pour Q_e et χ_e dans les figures 5.8 et 5.10 est indiquée par la ligne en pointillé. Le comportement de l'instabilité dominante a été évalué en détail à l'aide de GLF23 pour les points numérotés et avec LORB5 pour le triangle violet. TCV : #24872, 24873, 24874, 24875, 25405, 25409, 31753, 31756, 31757, 31758, 31759, 31760, 31761, 31762, 31763 et 31765

sont réalisées en utilisant les profils de température et densité électroniques et le profil de température ionique mesurés expérimentalement, ainsi que le profil de courant et la configuration magnétique reconstruit à l'aide du code ASTRA en mode interprétatif. La version de GLF23 à huit équations est utilisée et l'effet stabilisant du Shafranov shift est inclus. Pour chaque cas considéré, l'effet de R/L_{T_e} et R/L_{T_i} sur le taux de croissance de l'instabilité dominante est étudié en gardant les autres paramètres fixes. Pour les plasmas dont la valeur de R/L_{T_e} est élevée, tel que le plasma représenté par le point violet (point numéro 3) dans la figure 5.17, le taux de croissance de l'instabilité dominante augmente quand R/L_{T_e} augmente et diminue quand R/L_{T_i} augmente. Ce comportement est caractéristique des TEM et est illustré dans la figure 5.18. Pour les plasmas dont la valeur de R/L_{T_e} est faible, tel que le plasma représenté par le point bleu (point numéro 1) dans la figure 5.17, l'augmentation du taux de croissance avec R/L_{T_e} est fortement réduite et quand R/L_{T_i} augmente le taux de croissance augmente, ce dernier point étant caractéristique des ITG. Les simulations gyro-fluides linéaires montrent donc que dans ces plasmas, les ITG et les TEM sont présents et que l'instabilité dominante passe progressivement de TEM, pour les plasmas à valeurs de R/L_{T_e} élevées, à ITG pour les plasmas à valeurs

de R/L_{T_e} faibles. Il est intéressant de constater que la transition progressive s'opère pour des valeurs de R/L_{T_e} proches de celle pour laquelle le changement de comportement du transport d'énergie thermique est observée dans les figures 5.8 et 5.10.

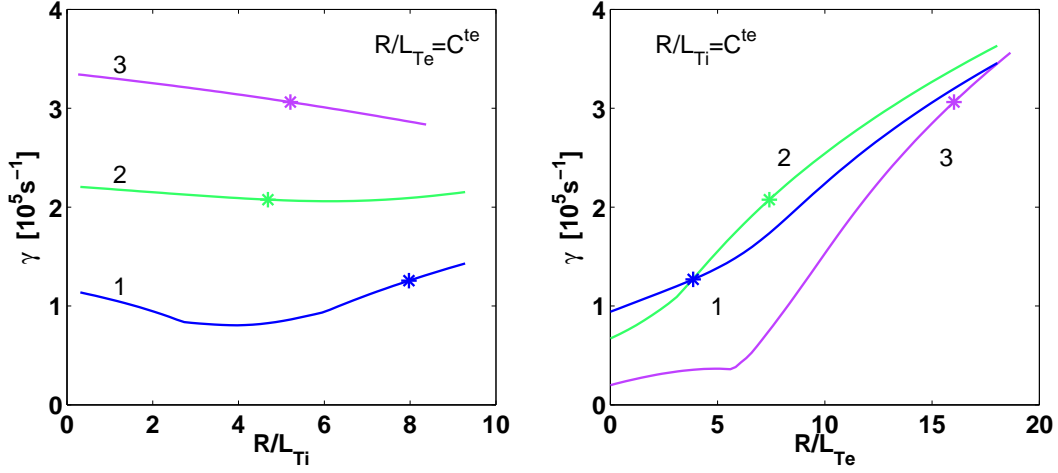


FIG. 5.18 – Influence de R/L_{T_e} et R/L_{T_i} sur le taux de croissance de l'instabilité dominante (simulations GLF23) pour les plasmas numérotés dans la figure 5.17. Les valeurs expérimentales de R/L_{T_e} et R/L_{T_i} sont indiquées par les étoiles.

La présence des instabilités ITG et TEM a également été évaluée à l'aide du code gyro-cinétique électrostatique linéaire global LORB5 [103] pour le plasma représenté par le triangle dans la figure 5.17. Le code LORB5 n'inclut pas l'effet des collisions. Comme pour les simulations GLF23, les profils de température et densité électroniques et le profil de température ionique mesurés expérimentalement, ainsi que le profil de courant et la configuration magnétique reconstruit à l'aide du code ASTRA en mode interprétatif, sont utilisés. Le taux de croissance $\gamma = \gamma_{p,i} + \gamma_{d,i} + \gamma_{d,e}$ est calculé pour les nombres d'onde toroïdaux $n = 5, 10, 15, 20$ et 25 . Les quantités $\gamma_{p,i}$, $\gamma_{d,i}$ et $\gamma_{d,e}$ représentent les contributions au taux de croissance total des termes dépendant respectivement de la composante de la vitesse ionique parallèle aux lignes de champ magnétique, de la vitesse de dérive ionique et de la vitesse de dérive électronique. Les simulations indiquent que la contribution électronique est supérieure à 90% pour tous les nombres d'onde toroïdaux et que la fréquence du mode est caractéristique d'une instabilité de type TEM. Les fluctuations du potentiel électrostatique sont localisées entre $\rho = 0.4$ et $\rho = 0.8$.

Dans le cadre de la comparaison des dépendances du transport d'énergie thermique observées expérimentalement et de celles prédites par les simulations des instabilités ITG et TEM, l'augmentation linéaire du flux d'énergie thermique avec R/L_{T_e} prédite par les simulations gyro-cinétiques [104] semble être confirmée par les résultats expérimentaux à température constante présentés dans la section 5.4.2. Des études supplémentaires seraient cependant souhaitables afin de découpler le cisaillement magnétique et le gradient normalisé de température. En effet, le cisaillement magnétique s influence également la stabilité des TEM. Des simulations effectuées avec GLF23 et illustrées dans la figure 5.19

montrent que, en prenant $R/L_{T_i} = 0$ pour ne considérer que les TEM et $R/L_{n_e} = 0$ pour ne considérer que la contribution de R/L_{T_e} à l'instabilité, le seuil en R/L_{T_e} de l'instabilité TEM augmente avec s . Les paramètres utilisés pour les simulations sont les suivants : $T_e = 1.45 \text{ keV}$, $T_i = 0.6 \text{ keV}$, $n_e = 1.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, $Z_{\text{eff}} = 4$ et $q = 1.3$. La figure 5.19 montre également que pour $R/L_{n_e} = 3.5$, l'instabilité TEM ne possède plus de seuil en R/L_{T_e} , mais que l'effet de s est similaire et conduit à une réduction du taux de croissance quand s augmente. De récentes simulations gyro-cinétiques électrostatiques globales non

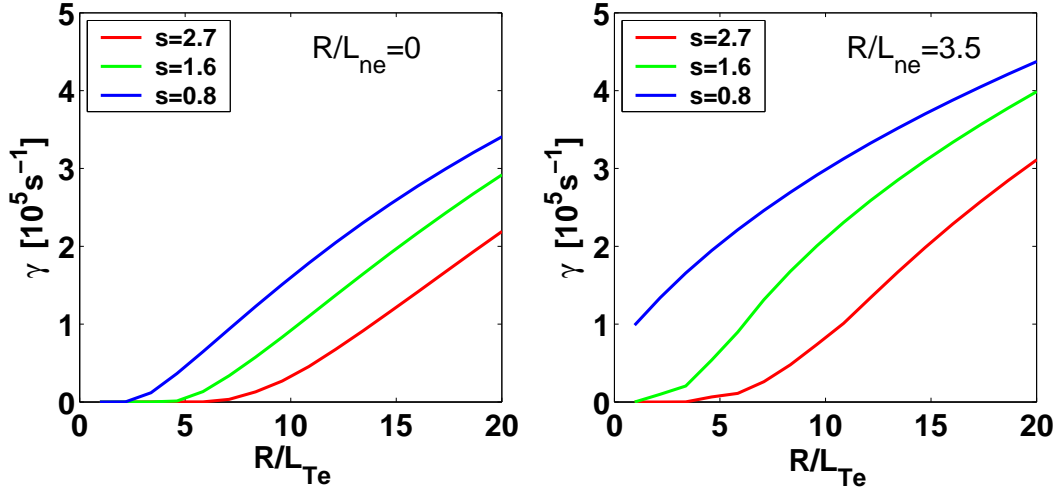


FIG. 5.19 – Variation du taux de croissance des TEM en fonction de R/L_{T_e} pour 3 valeurs du cisaillement magnétique s et deux valeurs de R/L_{n_e} (simulations GLF23).

linéaires, n'incluant pas l'effet des collisions, montrent que, pour les TEM et les ITG, la diffusivité thermique diminue lorsque s augmente et que $s > 1$ [105]. La saturation du transport d'énergie thermique avec R/L_{T_e} observée expérimentalement pourrait donc être due à l'augmentation du cisaillement magnétique avec R/L_{T_e} .

5.7 Résumé

Dans ce chapitre, les points suivants ont été démontrés expérimentalement :

- Autour de $R/L_{T_e} = 7.5$, une transition a lieu dans le transport d'énergie thermique. Dans cette région, le niveau de transport augmente de près d'un facteur trois.
- Pour $7.5 < R/L_{T_e} < 20$ et à température constante, le flux de chaleur est une fonction croissante de R/L_{T_e} de la forme $Q_e = aR/L_{T_e} + b$.
- Le transport d'énergie thermique augmente quand la température augmente, quand la densité diminue et quand la charge effective diminue. Ces trois dépendances peuvent être regroupées en une dépendance unique sur la collisionnalité effective $\nu_{\text{eff}} = 0.1 R n_e Z_{\text{eff}} / T_e^2$ et expliquent les principales variations de χ_e pour $R/L_{T_e} > 9$.

Ces résultats sont valables à mi-rayon. Les simulations des profils de température expérimentaux à l'aide du modèle à gradient critique montrent également que :

- d. Le modèle à gradient critique permet de bien simuler les profils de température expérimentaux, à condition d'adapter le seuil pour chaque plasma. Pour une valeur du seuil légèrement inférieure à la valeur de R/L_{T_e} à mi-rayon, la dépendance $\chi_e \propto (R/L_{T_e} - \kappa_c)$ permet de reproduire l'augmentation du transport vers le bord du plasma.
- e. Si le transport d'énergie thermique augmente en fonction de R/L_{T_e} au dessus d'un seuil, ce seuil dépend de la configuration de chauffage EC ou d'un paramètre qui y est lié. Par exemple, s et q augmentent et le gradient normalisé de densité diminue quand le dépôt de puissance EC devient plus central. Plus la puissance EC est déposée centralement, plus le seuil κ_c doit être élevé.
- f. Si le transport d'énergie thermique ne dépend pas de R/L_{T_e} et que cette dépendance est supprimée du modèle à gradient critique, une dépendance du transport sur un paramètre supplémentaire doit être invoquée dans ce modèle pour expliquer l'augmentation de χ_e vers le bord du plasma.

Les simulations gyro-fluides et gyro-cinétiques indiquent que :

- g. Les instabilités ETG ne sont pas présentes dans les plasmas considérés.
- h. Les instabilités ITG et TEM sont présentes dans les plasmas considérés, l'instabilité TEM étant l'instabilité dominante, excepté pour les faibles valeurs de R/L_{T_e} , typiquement $R/L_{T_e} < 7.5$.

Les résultats des simulations gyro-fluides et gyro-cinétiques suggèrent d'étudier expérimentalement l'effet du cisaillement magnétique sur le transport d'énergie thermique et en particulier, de chercher à découpler le profil de courant et R/L_{T_e} dans les expériences montrant la saturation du transport d'énergie thermique pour les valeurs élevées de R/L_{T_e} .

Chapitre 6

Influence de la triangularité sur le transport d'énergie thermique électronique

6.1 Description des expériences

Après avoir caractérisé les propriétés du transport d'énergie thermique à forme fixe, l'étude se concentre ici sur l'influence de la triangularité. Le dispositif expérimental est très similaire à celui décrit dans le chapitre précédent, à ceci près que la triangularité du plasma est variée systématiquement tout en gardant l'élongation constante, $\kappa = 1.6$. Le domaine exploré couvre les valeurs positives et négatives de triangularité, $-0.4 \leq \delta \leq 0.4$. La section poloïdale du plasma est représentée dans la figure 6.1 pour les quatre triangularités réalisées. Comme dans le chapitre précédent, les plasmas sont réalisés en mode L et le petit

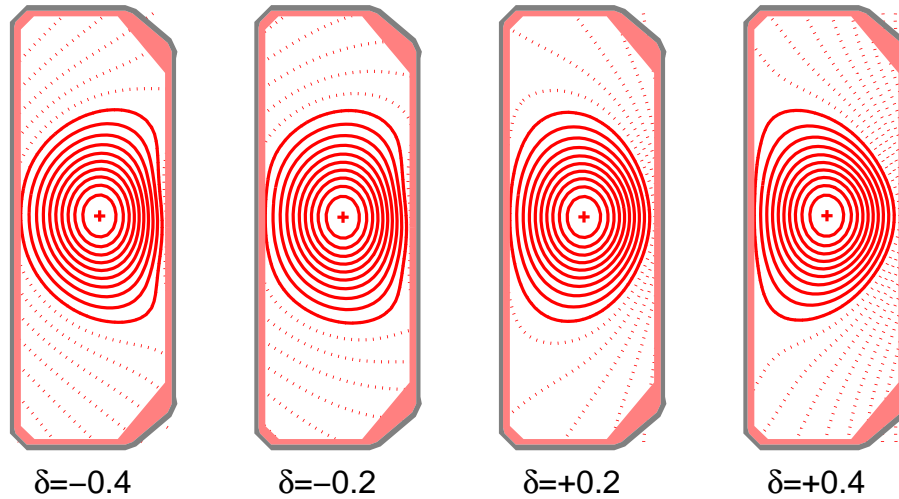


FIG. 6.1 – Section poloïdale du plasma pour les quatre triangularités étudiées : $\delta = -0.4$, $\delta = -0.2$, $\delta = 0.2$ et $\delta = 0.4$. TCV : #28008, 27780, 27781 et 28014

rayon ainsi que le champ magnétique sont maintenus constants : $a=0.25$ m et $B_T=1.44$ T. Une partie des expériences est réalisée à courant total constant et pour l'autre, le courant total est ajusté afin de garder le facteur de sécurité au bord constant lors des variations de triangularités. Le but de ces expériences n'étant pas de varier R/L_{Te} , la puissance de chauffage EC est intégralement déposée à $\rho_{EC1} = 0.4$. Les ondes EC sont injectées dans le plasma avec un léger angle toroïdal, ajusté pour chaque triangularité et variant de -5 à 5° , de manière à ce que leur vecteur d'onde soit rigoureusement perpendiculaire aux lignes de champ magnétique. L'entraînement de courant, déjà extrêmement faible aux densités explorées, est ainsi minimisé. Diverses conditions sont explorées en variant la puissance de chauffage EC de 0.45 à 1.8 MW et la densité, moyennée le long d'une ligne de visée centrale du FIR, de 1 à $2.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Pour ces densités et un dépôt de puissance EC effectué à $\rho_{EC1}=0.4$, l'absorption des ondes EC, calculée par TORAY-GA, est totale dès le premier passage à travers la résonance électronique cyclotronique.

6.2 Comparaison détaillée d'un plasma à triangularité positive et d'un plasma à triangularité négative

Dans un premier temps, le transport d'énergie thermique est comparé pour deux plasmas, l'un à triangularité positive, $\delta=0.4$, l'autre à triangularité négative $\delta=-0.4$. Un grand soin est apporté à la réalisation de l'expérience afin d'obtenir des conditions les plus proches possibles l'une de l'autre pour les deux triangularités. Ainsi, la densité, moyennée le long d'une ligne de visée centrale du FIR, est maintenue à $1.43 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ à 3% près. De plus, la puissance de chauffage EC et le courant total sont ajustés de manière à obtenir une température électronique centrale et un profil du facteur de sécurité similaire pour les deux triangularités. Comme le montre la figure 6.2, les profils de densité et température électronique obtenus dans les deux cas sont identiques aux incertitudes de mesure près. À mi-rayon, le gradient normalisé de température vaut $R/L_{Te} = 14$ environ. Les profils du facteur de sécurité ainsi que la charge effective moyenne sont également extrêmement proches. La charge effective moyenne vaut $Z_{\text{eff}} = 3.5$ à $\delta = -0.4$ et $Z_{\text{eff}} = 3.6$ à $\delta = 0.4$. Comme dans le chapitre précédent, le profil du facteur de sécurité est calculé en utilisant le code ASTRA en mode interprétatif et la charge effective moyenne est calculée à partir de la conductivité néoclassique. La puissance totale rayonnée par le plasma est de 30 kW à $\delta = -0.4$ et 55 kW à $\delta = 0.4$. L'inversion tomographique des données bolométriques indique que 85% de la puissance rayonnée provient du bord du plasma, $\rho > 0.7$, et la puissance rayonnée est donc négligée dans le calcul de la diffusivité thermique.

Il est remarquable de constater que pour ces conditions expérimentales extrêmement similaires, le niveau de transport d'énergie thermique est deux fois plus faible à $\delta = -0.4$ que à $\delta = 0.4$ [91]. En effet, pour obtenir le même profil de température aux deux triangularités, la puissance de chauffage EC est de 0.58 MW à $\delta = -0.4$ et 1.26 MW à $\delta = 0.4$.

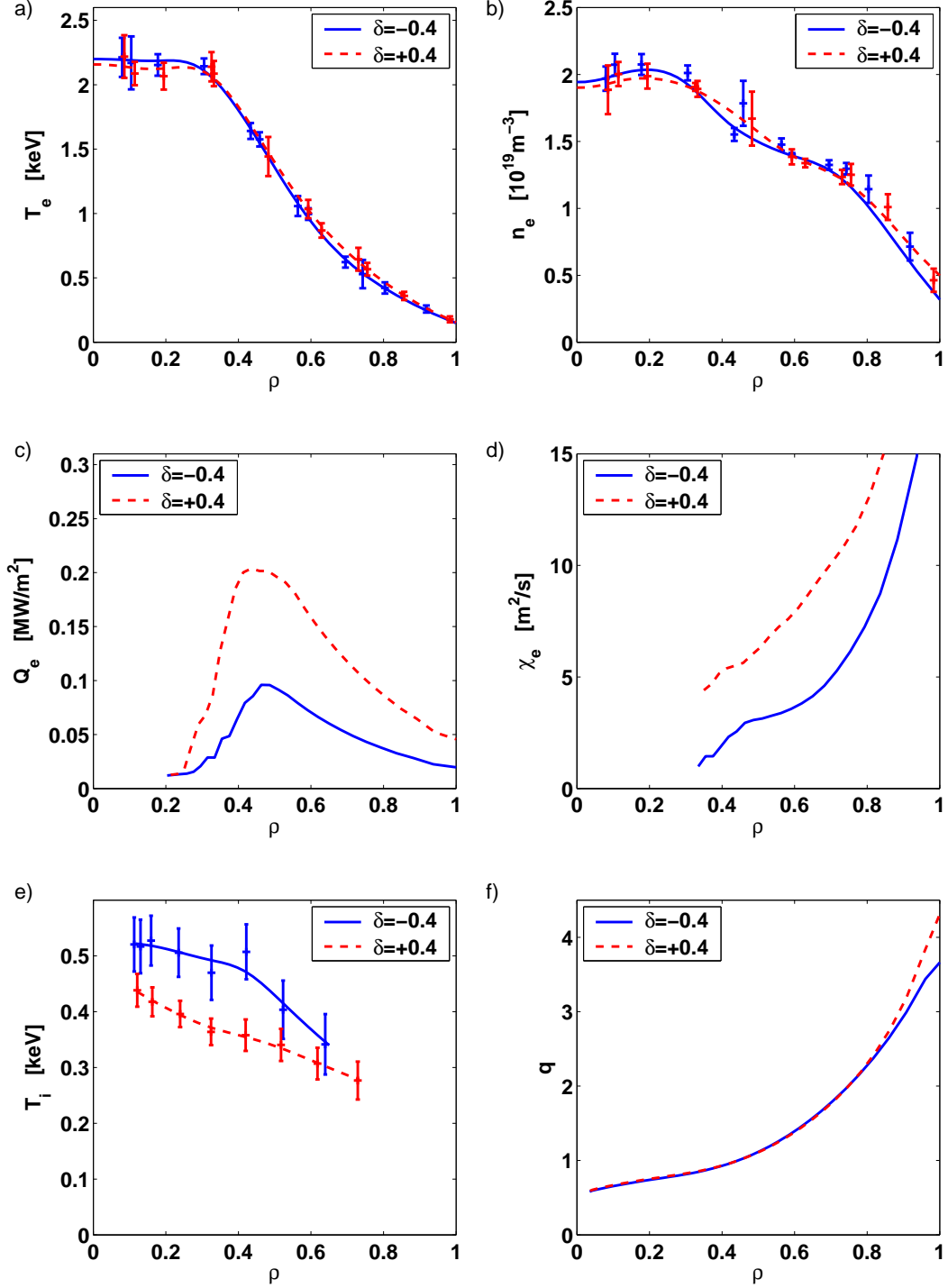


FIG. 6.2 – Profils de a) température électronique, b) densité électronique, c) flux d'énergie thermique électronique, d) diffusivité thermique électronique, e) température ionique, f) facteur de sécurité, pour deux plasmas réalisés, l'un à $\delta = -0.4$, l'autre à $\delta = 0.4$. La diminution du transport d'énergie thermique vers les triangularités négatives est visible sur tout le rayon du plasma. TCV : #28008 et 28014

Le flux d'énergie thermique et la diffusivité thermique, représentés dans la figure 6.2, sont par conséquent deux fois plus faibles à $\delta = -0.4$ qu'à $\delta = 0.4$. Cette diminution du transport ne peut être attribuée à aucun des paramètres, T_e , n_e ou Z_{eff} , dont l'influence sur le transport a été mise en évidence dans le chapitre précédent. De plus, comme le montre la figure 6.3, les profils de $\langle |\vec{\nabla}\rho|^2 \rangle$, terme intervenant dans le calcul de χ_e , sont quasiment identiques pour les deux triangularités. Enfin, comme nous le verrons dans la section suivante, la faible variation du courant total, $I_p = 260$ kA à $\delta = -0.4$ et $I_p = 285$ kA à $\delta = 0.4$, appliquée afin de maintenir le profil du facteur de sécurité constant, ne peut expliquer la variation du transport avec la triangularité. Par conséquent, la forte diminu-

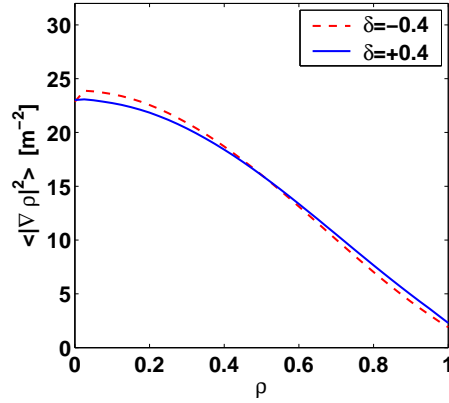


FIG. 6.3 – Comparaison des profils de $\langle |\vec{\nabla}\rho|^2 \rangle$ obtenus pour le plasma à $\delta = -0.4$ et celui à $\delta = 0.4$. TCV : #28008 et 28014

tion de transport observée lorsque la triangularité diminue de $\delta = +0.4$ à $\delta = -0.4$ est bien un effet dû au changement de forme du plasma. Bien que la forme de la dernière surface de flux n'affecte que relativement peu le facteur géométrique $\langle |\vec{\nabla}\rho|^2 \rangle$, elle a tout de même un impact important sur l'équilibre magnétique. La figure 6.4 montre en effet que le Shafranov shift varie fortement avec la triangularité et que la position radiale de l'axe magnétique augmente de 2 cm, soit 8% du petit rayon, lorsque la triangularité diminue de $\delta = +0.4$ à $\delta = -0.4$.

Par ailleurs, la diminution observée du transport d'énergie thermique électronique sur tout le rayon du plasma entraîne une nette augmentation du confinement de l'énergie. Le temps de confinement de l'énergie électronique τ_{Ee} augmente de 3.9 ms à 8.1 ms et le temps de confinement de l'énergie totale τ_E de 3.5 ms à 10.1 ms lorsque la triangularité diminue de $\delta = +0.4$ à $\delta = -0.4$. L'énergie thermique électronique est calculée à partir du profil de pression mesuré par le diagnostic de diffusion Thomson et l'énergie totale du plasma à l'aide d'une boucle diamagnétique [24]. La variation de τ_{Ee} avec la triangularité est bien décrite par la loi d'échelle établie dans [72] pour les plasmas de TCV en présence de chauffage EC. Le rapport entre τ_{Ee} et le temps de confinement de l'énergie électronique prédit par la loi d'échelle est de 1.3 à $\delta = -0.4$ et 1.25 à $\delta = 0.4$. La dépendance de τ_{Ee} en δ introduite dans la loi d'échelle, $\tau_{Ee} \propto (1 + \delta)^{-0.35}$, est donc totalement expliquée par la variation de la diffusivité thermique avec la triangularité.

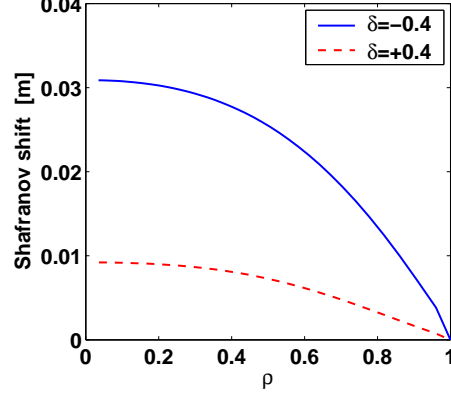


FIG. 6.4 – Comparaison du profil de Shafranov shift obtenu pour le plasma à $\delta = -0.4$ et celui à $\delta = 0.4$. L'équilibre magnétique est reconstruit en utilisant le code ASTRA en mode interprétatif. TCV : #28008 et 28014

La figure 6.2, permet également de constater que la température ionique est plus élevée à $\delta = -0.4$ que à $\delta = +0.4$. La puissance de chauffage des ions, provenant de l'échange d'énergie par collisions entre électrons et ions, est pourtant identique pour les deux triangularités. La différence de température ionique observée indique donc que le transport d'énergie thermique ionique diminue également à triangularité négative.

6.3 Effet combiné de la triangularité et de la collisionnalité effective sur le transport d'énergie thermique

Afin de confirmer l'effet de la triangularité sur le transport d'énergie thermique électronique, différentes conditions de plasma sont maintenant explorées. La triangularité du plasma est variée de $\delta = -0.4$ à $\delta = 0.4$, pour diverses densités et puissances de chauffage EC. Le tableau 6.1 résume les domaines de T_e , n_e , Z_{eff} , ν_{eff} , T_i , R/L_{T_e} , R/L_{n_e} , R/L_{T_i} , T_e/T_i et f_t couverts à mi-rayon lors de cette étude. La fraction d'électrons piégés, f_t , est calculée en utilisant la formule établie dans [106]. Compte tenu de la forte influence de

T_e [keV]	n_e [10^{19} m^{-3}]	Z_{eff}	T_i [keV]	ν_{eff}
0.9-1.7	1.2-2.8	2.2-5.4	0.25-0.45	0.15-0.9
R/L_{T_e}	R/L_{n_e}	T_e/T_i	R/L_{T_i}	f_t
12-17.5	2.5-5.5	3-5	4-7	0.55-0.56

TAB. 6.1 – Domaine exploré lors des variations de triangularité pour quelques paramètres. Les valeurs sont données pour $\rho = 0.55$.

la collisionnalité effective sur le transport d'énergie thermique électronique, les larges variations de ν_{eff} doivent être prises en compte lors de la comparaison des valeurs de χ_e

obtenues pour les différentes triangularités. Dans ce but, χ_e est représenté en fonction de ν_{eff} dans la figure 6.5 pour les différentes triangularités explorées. À triangularité fixe, les variations de χ_e sont principalement expliquées par les variations de ν_{eff} et comme dans le chapitre précédent, l'augmentation de la collisionnalité effective entraîne une diminution de χ_e . L'effet de la triangularité est aussi clairement visible et la diminution de la triangularité entraîne une diminution du transport d'énergie thermique électronique.

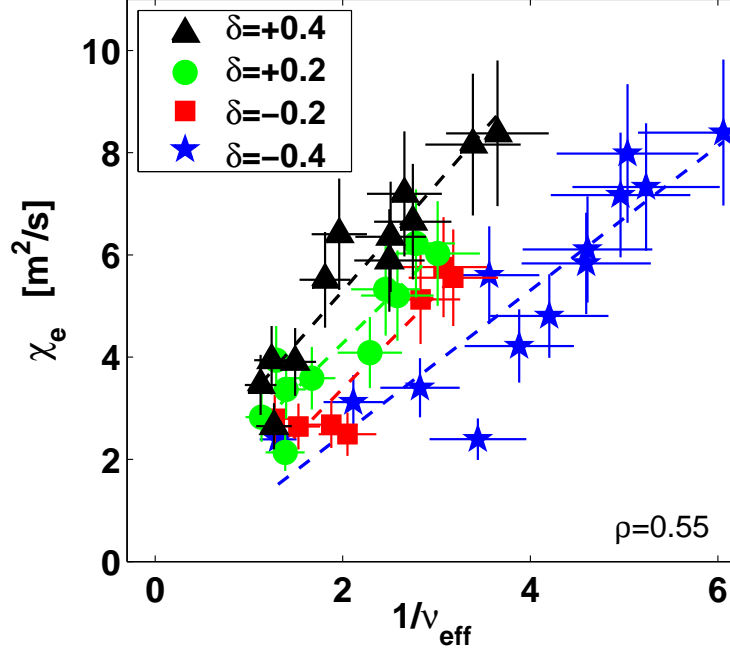


FIG. 6.5 – Diffusivité thermique χ_e en fonction de la collisionnalité effective ν_{eff} , pour différentes triangularités. Le transport d'énergie thermique électronique diminue à haute collisionnalité et basse triangularité. TCV : #24732, 24736, 24738, 24745, 24746, 27777, 27779, 27780, 27781, 27782, 28005, 28008, 28010, 28014, 28015, 28016, 31857, 31860, 31861, 31901, 31902, 31903, 31909 et 31914

Pour ces plasmas, tout comme pour les plasmas étudiés dans le chapitre précédent, l'effet des dents de scie sur le profil de pression est quasi-inexistant. De plus, des études précédentes dédiées à l'influence de la triangularité sur les dents de scie [107,108] montrent que les variations de l'amplitude et de la fréquence des dents de scie sont paraboliques en δ , avec un extremum autour de $\delta = -0.2$. L'effet des dents de scie ne peut donc être invoqué pour expliquer l'augmentation monotone de χ_e avec la triangularité.

Pour évaluer l'impact du profil du facteur de sécurité dans cette étude, une partie des variations de triangularité a été réalisée à courant total fixe et une autre à facteur de sécurité au bord du plasma q_{edge} fixe. Dans le premier cas, le courant plasma est maintenu constant à 5% près et vaut $I_p = 260$ kA. Lors des variations de triangularité, le facteur de sécurité au bord varie alors de 4.2 à 5.6. Le rayon de la surface $q = 1$, essentiellement proportionnel à la densité de courant moyenne [69], est constant à 5% près et vaut $\rho_1 = 0.3$. Dans le deuxième cas, $q_{\text{edge}} = 5.5$ à 5% près et $240 < I_p < 290$ kA. La variation de courant en fonction de δ , nécessaire pour garder q_{edge} fixe, est parabolique avec un minimum vers

$\delta = -0.2$. Les variations de ρ_1 suivent principalement celles du courant plasma et $\rho_1 = 0.3$ à 20% près. Les variations de χ_e en fonction de ν_{eff} sont représentées dans la figure 6.6 pour

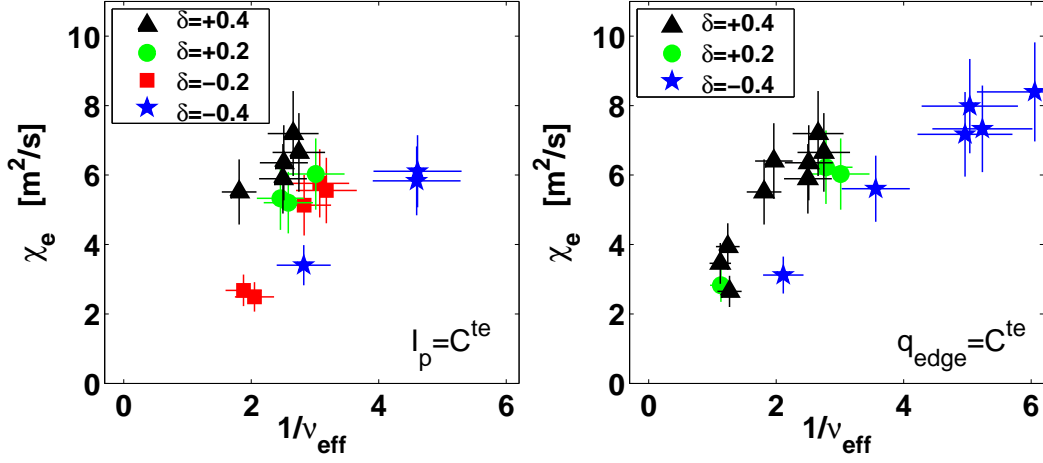


FIG. 6.6 – Effet de la triangularité sur χ_e pour des plasmas à courant total I_p constant ou facteur de sécurité au bord q_{edge} constant. TCV : #27777, 27779, 27780, 27782, 28008, 28010, 31901, 31902, 31903, 24732, 24738, 28016, 31857, 31860 et 31861

les différentes triangularités. Que ce soit pour I_p constant ou q_{edge} constant, les variations de χ_e en fonction de ν_{eff} et δ sont similaires. La forte diminution du transport d'énergie thermique lors de la diminution de la triangularité ne peut donc pas être attribuée à un changement du courant plasma ou du facteur de sécurité et est bien intrinsèque au changement de forme du plasma.

Rappelons que pour l'étude effectuée pour des plasmas ohmiques [67, 68] et présentée dans la section 3.4, le transport d'énergie thermique n'était pas influencé par les variations de triangularité. Pour cette étude, la collisionnalité du plasma était élevée, du fait des hautes densités explorées et des faibles températures obtenues en l'absence de chauffage EC. Les valeurs de ν_{eff} à mi-rayon étaient par conséquent supérieures à 3, alors que dans ce chapitre, elles sont comprises entre 0.15 et 0.9. La différence de comportement du transport d'énergie thermique en fonction de la triangularité observée entre les plasmas OH et EC pourrait donc être due au différent domaine de collisionnalité exploré. Cette hypothèse est soutenue par le rôle essentiel de la collisionnalité observé dans l'étude du transport pour les plasmas EC à basse densité.

Dans le futur réacteur expérimental de fusion ITER, la collisionnalité effective ν_{eff} devrait être de l'ordre de 0.1. Dans ces conditions, il est probable que le transport électronique d'énergie thermique diminue vers les triangularités négatives entraînant ainsi, pour les plasmas réalisés en mode L, une augmentation du temps de confinement. Pour les plasmas réalisées en mode H, du fait du rôle essentiel joué par la stabilité du bord du plasma, la situation est quelque peu différente. Des études réalisées sur ASDEX Upgrade et JET montrent en effet que pour les modes H, contrairement à la dépendance observée en mode L, le temps de confinement augmente avec la triangularité. Dans ces plasmas, l'augmentation de la triangularité provoque l'augmentation de la hauteur du piédestal,

c'est-à-dire de la région de fort gradient de pression au bord du plasma, et la stabilisation des ELMS, ce qui entraîne l'augmentation du temps de confinement de l'énergie. Pour des plasmas réalisés en mode H à basse collisionnalité, tels que ceux envisagés dans ITER, on peut s'attendre à ce que, à triangularité élevée, l'augmentation du temps de confinement liée à l'augmentation de la stabilité du bord du plasma soit partiellement compensée par l'augmentation du transport d'énergie thermique au centre du plasma. Afin de déterminer la part relative de ces deux effets sur le temps de confinement, une étude du transport d'énergie thermique dans les plasmas en mode H à basse collisionnalité serait donc souhaitable.

6.4 Micro-instabilités

Pour l'étude effectuée dans ce chapitre, les simulations réalisées avec GLF23 indiquent que les TEM représentent l'instabilité dominante. Afin de déterminer si la modification de la triangularité a un impact sur la stabilité des TEM, des simulations ont également été réalisées avec le code gyro-cinétique global non-collisionnel LORB5 [103]. Le code linéaire LORB5 possède la particularité d'inclure un traitement complet de la géométrie du plasma, dont la description de l'équilibre magnétique est fournie par le code CHEASE [109]. Le code CHEASE résout l'équation de Grad-Shafranov et détermine l'équilibre magnétique pour les plasmas de tokamak à partir de la description de la dernière surface de flux et des profils de courant et de pression. Pour les simulations effectuées, la triangularité de la dernière surface de flux est variée de $\delta = -0.3$ à $\delta = +0.5$ et les profils de T_e , n_e , T_i , Z_{eff} et de courant sont maintenus constants. Les profils utilisés sont les profils expérimentaux utilisés pour les simulations LORB5 de la section 5.6 et seule la triangularité de la dernière surface de flux est modifiée entre les différentes simulations. Pour chaque triangularité, l'équilibre magnétique est reconstruit à l'aide du code CHEASE. Pour $\rho < 0.8$, la fraction d'électrons piégés varie de moins de 5%. Pour le plasma expérimental de référence, la vitesse toroïdale des ions carbone, mesurée à l'aide du CXRS, est inférieure à 10 km/s sur tout le profil et, de manière générale, le champ électrique radial est relativement faible pour les plasmas de TCV [110]. Dans ces conditions, l'effet stabilisant du champ électrique radial (effet $\vec{E} \times \vec{B}$) est extrêmement faible et n'est donc pas inclus dans les simulations. Comme dans la section 5.6, les simulations sont effectuées pour les nombres d'onde toroïdaux $n = 5, 10, 15, 20$ et 25 . Pour tous les cas considérés, l'instabilité dominante est l'instabilité TEM. La structure poloïdale du potentiel électrostatique obtenue pour le nombre d'onde $n = 10$ est représentée dans la figure 6.7 pour les triangularités $\delta = -0.3$ et $\delta = 0.5$. Le taux de croissance γ et la composante du vecteur d'onde dans la direction perpendiculaire aux lignes de champ magnétique k_{\perp} sont représentés dans la figure 6.8 en fonction des différents nombres d'onde toroïdaux, pour les trois triangularités explorées. Le transport d'énergie thermique induit par une instabilité peut être évalué à partir de γ et k_{\perp} en calculant $\chi_e^{\text{mix}} = \gamma/k_{\perp}^2$, la validité d'une telle approche étant discutée dans [56]. Pour les faibles valeurs de n , χ_e^{mix} diminue signifi-

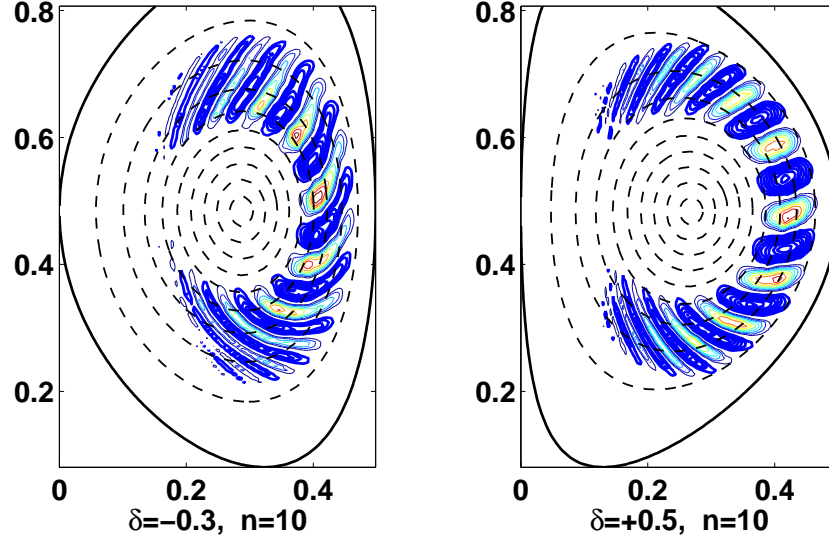


FIG. 6.7 – Structure poloïdale du potentiel électrostatique obtenue pour le nombre d’onde toroïdal $n = 10$, pour les triangularités $\delta = -0.3$ et $\delta = 0.5$. Les simulations sont effectuées avec le code gyro-cinétique linéaire global LORB5.

tivement lorsque la triangularité du plasma diminue. L’influence de la triangularité sur le comportement des TEM pourrait donc être à l’origine de la diminution expérimentale de χ_e vers les triangularités négatives. Le Shafranov shift qui, comme illustré dans la section 6.2 varie significativement avec la triangularité, joue notamment un rôle essentiel dans la stabilisation des TEM [111, 112].

6.5 Résumé

Dans ce chapitre, les points suivants ont été démontré expérimentalement :

- Le transport d’énergie thermique électronique diminue lorsque la triangularité diminue. Plus précisément, à collisionnalité constante, χ_e diminue d’un facteur deux lorsque l’on passe de $\delta = 0.4$ à $\delta = -0.4$.
- Cette diminution de χ_e entraîne une augmentation significative du confinement de l’énergie. La variation du temps de confinement de l’énergie électronique avec la triangularité est en accord avec la loi d’échelle $\tau_{Ee} \propto (1 + \delta)^{-0.35}$, établie dans [72] pour les plasmas de TCV à basse densité en présence de chauffage EC.
- Le transport d’énergie thermique ionique diminue également lorsque la triangularité diminue.
- La diminution de χ_e vers les hautes collisionnalités, mise en évidence dans le chapitre précédent, est confirmée et la diminution de χ_e vers les triangularités négatives est observée pour une large gamme de collisionnalités, $0.15 < \nu_{\text{eff}} < 0.9$.

Les simulations gyro-cinétiques linéaires globales et non-collisionnelles (LORB5) montrent également que :

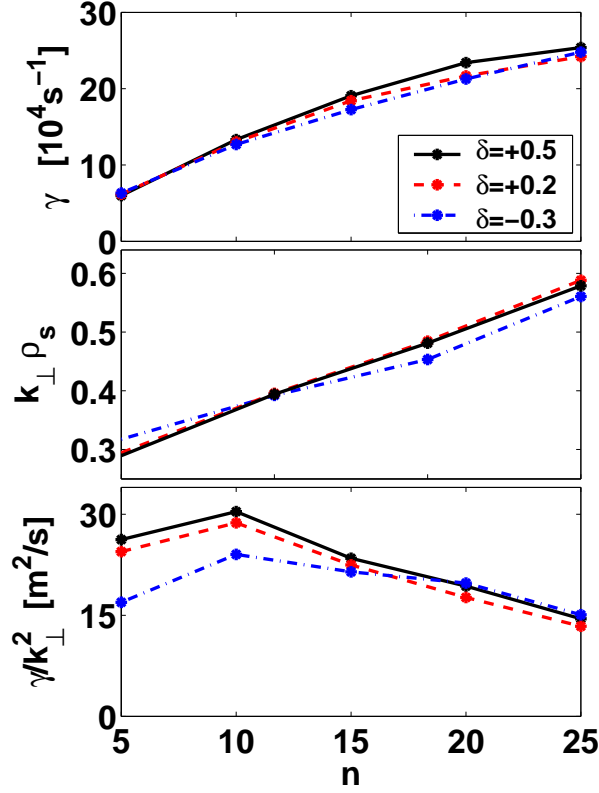


FIG. 6.8 – Effet de la triangularité sur le taux de croissance des TEM γ , le vecteur d'onde perpendiculaire multiplié par le rayon de Larmor $k_{\perp}\rho_s$ et le niveau de transport d'énergie thermique correspondant $\chi_e^{mix} = \gamma/k_{\perp}^2$ pour différentes valeurs du nombre d'onde toroïdal n . Les simulations sont effectuées avec le code gyro-cinétique linéaire global LORB5.

e. L'instabilité TEM est l'instabilité dominante dans les plasmas considérés.

f. La variation de la triangularité affecte l'instabilité TEM et le transport associé à l'instabilité, γ/k_{\perp}^2 , diminue lorsque la triangularité diminue.

Le fait qu'expérimentalement le Shafranov shift augmente fortement lorsque la triangularité diminue et que par ailleurs l'augmentation du Shafranov shift stabilise les TEM suggère d'étudier plus précisément l'impact de ce paramètre sur le transport d'énergie thermique. En particulier, on peut se demander si la variation du Shafranov shift lors des variations de triangularité est responsable de la variation du transport d'énergie thermique et si la courbure des lignes de champ magnétique joue également un rôle.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Cette thèse, effectuée au Centre de Recherches en Physique des Plasmas, a contribué au développement des diagnostics d'observation du plasma utilisés sur le Tokamak à Configuration Variable, à l'extension du domaine d'opération de ce tokamak et à l'étude du transport d'énergie thermique électronique. Les contributions apportées dans ces trois domaines sont résumées dans ce chapitre de conclusion.

La mise en place et l'exploitation d'un détecteur multicanaux de rayons X mous fait l'objet de la première partie de ce travail. Le détecteur, constitué de deux chambres à fils superposées, allie une grande flexibilité de contrôle du gain à une résolution spatiale (3% du petit rayon du plasma) et temporelle élevée. Le travail effectué comprend les points suivants :

- Le détecteur, appelé DMPX, a été testé et étalonné à l'aide d'une source de rayons X.
- Afin de déterminer l'émissivité locale du plasma à partir des mesures intégrées le long des lignes de visée du DMPX, une routine d'inversion tomographique, basée sur le découpage du plasma en pixels délimités par les surfaces de flux, a été écrite, testée et utilisée.
- La qualité des inversions tomographiques a été nettement améliorée en modifiant la géométrie existante de l'ensemble fente-détecteur pour permettre la mesure de l'émissivité sur toute la section du plasma, tout en maximisant la résolution spatiale et l'intensité du signal mesuré.
- L'installation d'une tirette mobile porte-absorbants permet désormais de sélectionner la gamme d'énergie du rayonnement X observé par le DMPX, et en particulier d'augmenter la dynamique du rayonnement X mou de haute énergie, en variant l'épaisseur d'absorbant située entre le plasma et le détecteur.
- Un système de protection du détecteur et un système de contrôle de son étanchéité, basé sur la mesure du flux de gaz circulant dans les chambres à fils, a été mis en place.
- Une étude préliminaire de la mesure de la température électronique a été effectuée.

Ces diverses contributions ont permis d'intégrer le DMPX aux diagnostics utilisés régulièrement pour l'exploitation de TCV. D'ores et déjà, les performances et la flexibilité du

DMPX ont été utilisées pour réaliser de nombreuses études, chacune d'entre elles exploitant les qualités spécifiques du détecteur. Afin d'étendre encore les possibilités qu'offre le DMPX, il serait souhaitable de poursuivre le développement de la méthode de mesure de la température électronique, d'augmenter la bande passante du système d'amplification électronique et éventuellement d'installer un deuxième détecteur pour observer des régions spécifiques du plasma avec une très haute résolution spatiale et/ou pour observer les variations de l'émissivité du plasma dans la direction poloïdale.

Une méthode d'élargissement du profil de courant du plasma, basée sur la modification du profil de température par un dépôt localisé de puissance de chauffage EC, a été étudiée et optimisée. La modification du profil de température entraîne une modification du profil de courant par l'intermédiaire de la modification de la conductivité électrique. L'objectif de cette méthode est de découpler le courant total et le profil de courant, notamment afin de stabiliser verticalement des plasmas de section fortement allongée à bas courant. L'étude détaillée de l'effet du dépôt de puissance EC a permis de démontrer que :

- La réduction de la puissance ohmique P_{OH} provoquée par le dépôt de puissance EC entraîne une diminution du gradient de température à l'intérieur du lieu de dépôt.
- L'augmentation du flux d'énergie thermique à l'extérieur du lieu de dépôt entraîne une augmentation du gradient de température dans cette région, mais le gradient normalisé de température R/L_{Te} reste constant.
- Dans ces conditions, dès que le gradient du profil de température à l'intérieur du lieu de dépôt devient faible en comparaison du gradient de température à l'extérieur du lieu de dépôt, le dépôt de puissance EC ne provoque plus l'élargissement du profil de courant. Ainsi, l'augmentation de la puissance de chauffage P_{EC} augmente fortement l'élargissement du profil de courant jusqu'à ce que $P_{EC}/P_{OH} \gtrsim 2$ puis n'a plus qu'un effet limité au-delà.
- L'élargissement du profil de courant est maximal pour un dépôt de puissance EC effectué hors axe dans une région relativement étroite, pour un rayon normalisé du lieu de dépôt typiquement compris entre 0.5 et 0.75.
- Un modèle simplifié a été développé pour décrire l'effet du dépôt de puissance EC sur le profil de courant. Il permet de remarquablement bien reproduire qualitativement les observations expérimentales décrites dans les deux points précédents.
- L'injection des ondes EC avec un angle toroïdal non nul permet d'augmenter la conductivité électrique du plasma en déformant vers les hautes énergies la fonction de distribution des électrons. La diminution de puissance ohmique qui en résulte provoque un élargissement additionnel du profil de courant. L'entraînement de courant par les ondes EC n'est pas impliqué.

Les conditions optimales d'élargissement du profil de courant par dépôt de puissance EC ont ensuite été utilisées pour étendre vers les hautes élongations le domaine d'opération de TCV à bas courant. Pour $I_N \leq 1.05 \text{ MA/mT}$, l'élongation maximale a ainsi été augmentée de 25%, pour atteindre $\kappa = 2.5$.

Le transport radial d'énergie thermique électronique constitue le thème central de la thèse. L'étude a été réalisée dans les plasmas en mode L de TCV en utilisant le dépôt localisé de puissance de chauffage EC pour modifier le profil de température. Pour la première fois à notre connaissance, l'influence du gradient normalisé de température électronique sur le transport d'énergie thermique a été découplée de celle de la température et l'influence de la triangularité du plasma a été mise en évidence. Plus précisément, les résultats expérimentaux suivants ont été obtenus :

- Le système de chauffage EC de TCV a été utilisé pour varier le gradient normalisé de température R/L_{T_e} d'un facteur quatre, tout en maintenant la température T_e constante à 5% près.
- Lors de l'augmentation progressive de R/L_{T_e} , le transport d'énergie thermique, caractérisé par la diffusivité thermique χ_e , augmente fortement vers $R/L_{T_e} = 7.5$. Dans cette région χ_e augmente d'un facteur trois, puis ne dépend plus de R/L_{T_e} pour $R/L_{T_e} > 7.5$. Notons que dans ces expériences, le cisaillement magnétique s et le gradient normalisé de température R/L_{T_e} sont fortement corrélés.
- Grâce à l'amplitude sans précédent des variations de R/L_{T_e} réalisées, il a été possible de démontrer que, pour $R/L_{T_e} > 7.5$ et à température constante, le flux d'énergie thermique est une fonction linéaire, et non quadratique, de R/L_{T_e} . Cette observation expérimentale possède l'avantage de pouvoir être relativement facilement comparée aux prédictions des codes simulant le transport d'énergie thermique.
- Les simulations du profil de température à l'aide d'un modèle empirique, basé sur une augmentation de χ_e lorsque R/L_{T_e} dépasse un certain seuil κ_c , permettent de bien reproduire les profils de température expérimentaux, à condition d'adapter la valeur du seuil pour chaque configuration de chauffage EC et de choisir une valeur du seuil légèrement inférieure à la valeur de R/L_{T_e} à mi-rayon. Ainsi, dans l'hypothèse où le transport d'énergie thermique augmente avec $R/L_{T_e} - \kappa_c$, le seuil dépend d'un paramètre lié à la valeur de R/L_{T_e} à mi-rayon.
- Le transport d'énergie thermique augmente avec la température électronique et diminue lorsque la densité ou la charge effective augmentent. L'influence de ces trois paramètres peut être regroupée en une dépendance unique sur la collisionnalité effective ν_{eff} du plasma. La diffusivité thermique diminue quand ν_{eff} augmente.
- Les capacités de modification de la forme du tokamak TCV ont été exploitées pour varier la triangularité du plasma en explorant les valeurs négatives et positives. Lorsque la triangularité δ diminue, le transport d'énergie thermique diminue et par conséquent le temps de confinement de l'énergie τ_{Ee} augmente. Pour une même collisionnalité, χ_e est deux fois plus faible et τ_{Ee} deux fois plus élevé à $\delta = -0.4$ que à $\delta = +0.4$. Le transport d'énergie thermique ionique diminue également vers les triangularités négatives.
- Pour la gamme de paramètres explorés, l'essentiel des variations du transport d'énergie thermique est décrit par une diminution de χ_e vers les triangularités négatives et vers les hautes collisionnalités.

Ces diverses dépendances expérimentales suggèrent que l'instabilité TEM est responsable

du transport d'énergie thermique dans ces plasmas. En effet :

- Les simulations gyro-fluides locales (GLF23) et gyro-cinétiques globales (LORB5) indiquent la présence des instabilités TEM et ITG.
- D'après les simulations effectuées avec GLF23, l'instabilité dominante est l'instabilité TEM, excepté pour les faibles valeurs de R/L_{Te} où il s'agit de l'instabilité ITG. La transition entre ITG et TEM coïncide avec l'augmentation du transport observée autour de $R/L_{Te}=7.5$.
- Les simulations effectuées avec LORB5 prédisent une diminution du niveau de transport dû à l'instabilité TEM lorsque la triangularité diminue.

De plus, d'après les études théoriques récentes consacrées à l'instabilité TEM, le flux d'énergie thermique dont elle est responsable est proportionnel à R/L_{Te} et l'augmentation de la collisionnalité réduit le niveau de transport qu'elle provoque. Le bon accord qualitatif entre les dépendances expérimentales du transport d'énergie thermique et celles basées sur la théorie de l'instabilité TEM invite, du point de vue expérimental, à développer des expériences permettant de nouvelles comparaisons. En particulier, les simulations gyro-cinétiques indiquent que le transport associé à l'instabilité TEM diminue lorsque le cisaillement magnétique augmente (pour les valeurs positives et éloignées de zéro). Dans le cas des expériences analysées dans cette thèse, le cisaillement magnétique augmente avec R/L_{Te} . La saturation du niveau de transport observé pour les valeurs élevées de R/L_{Te} ainsi que l'augmentation du seuil avec R/L_{Te} requise pour bien simuler les profils de température expérimentaux à l'aide du modèle empirique pourraient donc être dus à une augmentation du seuil de l'instabilité TEM avec le cisaillement magnétique. Afin d'évaluer l'impact du cisaillement magnétique, il serait intéressant d'effectuer les expériences de variations de R/L_{Te} pour différents profils de courant.

D'autre part, les simulations indiquent que le transport associé à l'instabilité TEM diminue quand le Shafranov shift augmente. Ainsi, la diminution du transport vers les triangularités négatives pourrait donc être provoquée, totalement ou partiellement, par l'augmentation du Shafranov shift. Afin de compléter les données expérimentales permettant de tester cette hypothèse, il serait utile de varier également la rectangularité du plasma, ce paramètre influençant aussi le Shafranov shift.

Bibliographie

- [1] <http://www-fusion-magnetique.cea.fr/energies/energies.htm>
- [2] <http://www.worldenergy.org/wec-geis/default.asp>
- [3] <http://www.iea.org/>
- [4] G. Borrelli, I. Cook, T. Hamacher, K. Lackner, P. Lako, R. Saez, G.C. Tosato and D.J. Ward, Socio-Economic Research on Fusion, Report of European Fusion Development Agreement (available at <http://www.efda.org/>), 2001.
- [5] L.A. Artsimovich, *Controlled Thermonuclear Reactions*, ed. by A.C. Kolb and R.S. Pease, English edition, 1964.
- [6] L.A. Artsimovich, Nucl. Fusion **12**, 215 (1972).
- [7] L. Spitzer, Phys. Fluids **1**, 258 (1958).
- [8] <http://www.iter.org/>
- [9] J. Wesson, *Tokamaks*, Oxford University Press (Oxford, New York), Third edition, 2004.
- [10] A.H. Boozer, Rev. Mod. Phys. **76**, 1071 (2004).
- [11] G. Tonetti, A. Heym, F. Hofmann, C. Hollenstein, J. Koechli, K. Lahlou, J.B. Lister, P. Marmillod, J.M. Mayor, J.C. Magnin, F. Marcus and C. Rage, in *Proc. of the 16th Symp. on Fusion Technology*, London, United Kingdom, 1990.
- [12] R.A. Pitts, R. Chavan and J.-M. Moret, Nucl. Fusion **39**, 1433 (1999).
- [13] F. Hofmann, M.J. Dutch, A. Favre, Y. Martin, J.-M. Moret and D.J. Ward, Nucl. Fusion **38**, 399 (1998).
- [14] M.V. Kartikeyan, E. Borie and M.K.A. Thumm, *Gyrotrons: high-power microwave and millimeter wave technology*, Springer Press, 2004.
- [15] V. Erckmann and U. Gasparino, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 1869 (1994).
- [16] T.P. Goodman, S. Alberti, M.A. Henderson, A. Pochelon and M.Q. Tran, in *Proc. of the 19th Symp. on Fusion Technology*, Vol. 1, p. 565, Lisbon, Portugal, 1996.
- [17] N.J. Fisch, Rev. Mod. Phys. **59**, 1 (1987).
- [18] J.-P. Hogge, S. Alberti, L. Porte and G. Arnoux, Nucl. Fusion **43**, 1353 (2003).
- [19] S. Coda, S. Alberti, P. Blanchard, T.P. Goodman, M.A. Henderson, P. Nikkola, Y. Peysson and O. Sauter, in *Proc. of the 19th IAEA Fusion Energy Conference*, EX/W-5, Lyon, France, 2002.
- [20] O. Sauter, C. Angioni, S. Coda, P. Gomez, T.P. Goodman, M.A. Henderson, F. Hofmann, J.-P. Hogge, J.-M. Moret, P. Nikkola, Z.A. Pietrzyk, H. Weisen and TCV team, Phys. Plasmas **8**, 2199 (2001).

- [21] F. Hofmann and G. Tonetti, Nucl. Fusion **28**, 1871 (1988).
- [22] J.-M. Moret, F. Bühlmann, D. Fasel, F. Hofmann and G. Tonetti, Rev. Sci. Instrum. **69**, 2333 (1998).
- [23] G. Bateman, *MHD Instabilities*, The MIT Press (Cambridge), 1980.
- [24] J.-M. Moret, F. Bühlmann and G. Tonetti, Rev. Sci. Instrum. **74**, 4634 (2003).
- [25] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement*, ed. by D. Pines, Addison-Wesley Publishing Company, Vol. 86 of *Frontier in Physics*, 1992.
- [26] V.D. Shafranov, Plasma Phys. **13**, 757 (1971).
- [27] R. Behn, S. Franke and Z.A. Pietrzyk, in *Proc. of 21th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion*, ed. by ECA, Vol. 18B, p. 1252, Montpellier, France, 1994.
- [28] S. Franke, *Application of Thomson scattering at $1.06\mu\text{m}$ as a diagnostic for spatial profile measurements of electron temperature and density on the TCV tokamak*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°1654, LRP 576/97, 1997.
- [29] I.H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics*, Cambridge University Press (Cambridge), 1987.
- [30] S. Barry, *The extension of the FIR interferometer of TCV to a polarimeter and measurements of the Faraday rotation caused by the poloidal magnetic field*, National University of Ireland, PhD thesis, LRP 638/99, 1999.
- [31] I. Furno, H. Weisen, C. Carey, C. Angioni, R. Behn, E. Fable and A. Zabolotsky, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 49 (2005).
- [32] P. Bosshard, *Confinement ionique dans le tokamak TCV mesuré par spectroscopie d'échange de charge*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°2723, LRP 750/03, 2003.
- [33] H. Reimerdes, *MHD stability limits in the TCV tokamak*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°2399, LRP 700/01, 2001.
- [34] E.P. Bertin, *Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis*, Plenum Press, Second edition, 1978.
- [35] I. Furno, H. Weisen, J. Mlynar, R.A. Pitts, X. Llobet, P. Marmillod and G. Pochon, Rev. Sci. Instrum. **70**, 4552 (1999).
- [36] I. Furno, *Fast transient transport phenomena measured by soft X-ray emission in TCV tokamak plasmas*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°2434, LRP 703/01, 2001.
- [37] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, Second edition, 1989.
- [38] M. Matoba et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-32**, 541 (1985).
- [39] G. Charpak, R. Bouclier, T. Bressani, J. Favier and Č. Zupančič, Nucl. Instr. and Meth. **62**, 262 (1968).

- [40] A. Sushkov, Y. Camenen, S. Coda, I. Klimanov, A. Pochelon and H. Weisen, in *Proc. of 29th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion*, ed. by ECA, Vol. 26B, P-4.118, Montreux, Switzerland, June 2002.
- [41] A. Sushkov... Y. Camenen, A. Pochelon et al., to be submitted to *Rev. Sci. Instrum.* (2006).
- [42] A. Sushkov and D. Kravstov, in *Proc. of 30th EPS Conference on Plasma Phys. and Contr. Fusion*, ed. by ECA, Vol. 27A, P-2.63, St Petersburg, Russia, July 2003.
- [43] A. Pochelon, G. Arnoux, Y. Camenen, A. Scarabosio, S. Alberti, F. Hofmann, A. Manini, R. Behn, P. Bosshard, P. Blanchard, S. Coda, T.P. Goodman, M.A. Henderson, J.-P. Hogge, A. Karpushov, J.-M. Moret, E. Nelson-Melby, L. Porte, O. Sauter, A. Sushkov and M.Q. Tran, in *Proc. of the 19th IAEA Fusion Energy Conference*, EX/P5-14, Lyon, France, 2002.
- [44] A. Scarabosio, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°3609, 2006.
- [45] I. Klimanov, *Reconstruction of the electron distribution function during ECRH/ECCD and magnetic reconnection events in a tokamak plasma*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°3432, LRP 813/06, 2005.
- [46] M. Anton, H. Weisen, M. J. Dutch, W. von der Lindenz, F. Bühlmann, R. Chavan, B. Marlétaz, P. Marmillod and P. Paris, *Plasma Phys. Control. Fusion* **38**, 1849 (1996).
- [47] M.A. Henderson, Y. Camenen, S. Coda, T.P. Goodman, P. Nikkola, A. Pochelon, O. Sauter and TCV Team, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 215001 (2004).
- [48] P.J. Brussaard and H.C. van de Hulst, *Rev. Mod. Phys.* **34**, 507 (1962).
- [49] A. Mueck, Y. Camenen, S. Coda, L. Curchod, T.P. Goodman, H.P. Laqua and A. Pochelon, submitted to *Phys. Rev. Lett.* (2006).
- [50] S.I. Braginskii, *Reviews of Plasma Physics*, ed. by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York), Vol. 1, p. 205, 1965.
- [51] A.A. Galeev and R.Z. Sagdeev, *Sov. Phys. JETP* **26**, 233 (1968).
- [52] A.A. Galeev, R.Z. Sagdeev, H.P. Furth and M.N. Rosenbluth, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 511 (1969).
- [53] F.L. Hinton and R.D. Hazeltine, *Rev. Mod. Phys.* **48**, 239 (1976).
- [54] S.P. Hirshman and D.J. Sigmar, *Nucl. Fusion* **21**, 1079 (1981).
- [55] C.B. Forest, K. Kupfer, T.C. Luce, P.A. Politzer, L.L. Lao, M.R. Wade, D.G. Whyte and D. Wròblewski, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2444 (1994).
- [56] X. Garbet, *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, A251–A266 (2001).
- [57] W. Horton, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 735 (1999).
- [58] J.F. Drake, P.N. Guzdar and A.B. Hassam, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2205 (1988).
- [59] W. Horton, B.G. Hong and W. Tang, *Phys. Fluids* **31**, 2971 (1988).

- [60] B.B. Kadomstev and O.P. Poguste, *Reviews of Plasma Physics*, ed. by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York), Vol. 5, 1970.
- [61] B. Coppi, M.N. Rosenbluth and R.Z. Sagdeev, *Phys. Fluids* **10**, 582 (1967).
- [62] M. Tagger, G. Laval and R. Pellat, *Nucl. Fusion* **17**, 109 (1977).
- [63] W.M. Tang, J.C. Adam and D.W. Ross, *Phys. Fluids* **20**, 430 (1977).
- [64] W. Horton, D. Choi and W.M. Tang, *Phys. Fluids* **24**, 1077 (1981).
- [65] F. Ryter, F. Leuterer, G. Pereverzev, H.-U. Fahrback, J. Stober and W. Suttrop, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2325 (2001).
- [66] G.T. Hoang, C. Bourdelle, X. Garbet, G. Giruzzi et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 125001-1 (2001).
- [67] J.-M. Moret, S. Franke, H. Weisen, M. Anton, R. Behn, B. P. Duval, F. Hofmann, B. Joye, Y. Martin, C. Nieswand, Z. A. Pietrzyk and W. van Toledo, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2057 (1997).
- [68] H. Weisen, J.-M. Moret, S. Franke, I. Furno, Y. Martin, M. Anton, R. Behn, M.J. Dutch, B. P. Duval, F. Hofmann, B. Joye, C. Nieswand, Z.A. Pietrzyk and W. van Toledo, *Nucl. Fusion* **37**, 1741 (1997).
- [69] H. Weisen, I. Furno et al., *Nucl. Fusion* **42**, 136 (2002).
- [70] G.V. Pereverzev, P.N. Yushmanov, A.Yu. Dnestrovskii, A.R. Polevoi, K.N. Tarasjan and L.E. Zakharov, *ASTRA, An Automatic System for Transport Analysis in a Tokamak*, Report IPP 5/42, Max-Planck Institut für Plasmaphysik, 1991.
- [71] F. Hofmann, R. Behn, S. Coda, T. P. Goodman, M. Henderson, P. Lavanchy, P. Marmillod, Y. Martin, A. Martynov, J. Mlynar, J.-M. Moret, A. Pochelon, H. Reimerdes, O. Sauter et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **43**, A161 (2001).
- [72] A. Pochelon, T.P. Goodman, M.A. Henderson, C. Angioni, R. Behn, S. Coda, F. Hofmann, J.-P. Hogge, N. Kirneva, A.A. Martynov, J.-M. Moret, Z.A. Pietrzyk, F. Porcelli, H. Reimerdes, J. Rommers, E. Rossi, O. Sauter, M.Q. Tran, H. Weisen et al., *Nucl. Fusion* **39**, 1807 (1999).
- [73] L.E. Zakharov, *Sov. Phys. - Tech. Phys.* **16**, 645 (1971).
- [74] D.J. Ward, A. Bondeson and F. Hofmann, *Nucl. Fusion* **33**, 821 (1993).
- [75] F. Hofmann, J.-M. Moret and D.J. Ward, *Nucl. Fusion* **38**, 1745 (1998).
- [76] F. Hofmann, A. Favre, P.-F. Isoz, Y. Martin, J.-M. Moret and C. Nieswand, *Nucl. Fusion* **40**, 735 (2000).
- [77] F. Hofmann, S. Coda, P. Lavanchy, X. Llobet, P. Marmillod, Y. Martin, A. Martynov, J. Mlynar, J.-M. Moret, A. Pochelon and O. Sauter, *Nucl. Fusion* **42**, 743 (2002).
- [78] A. Pochelon, F. Hofmann, H. Reimerdes, C. Angioni, R. Behn, R. Duquerroy, I. Furno, P. Gomez, T.P. Goodman, M.A. Henderson, A. Martynov, P. Nikkola, O. Sauter and A. Sushkov, *Nucl. Fusion* **41**, 1663 (2001).

- [79] L.L. Lao, H. St. John, R.D. Stambaugh and W. Pfeiffer, Nucl. Fusion **25**, 1421 (1985).
- [80] O. Sauter, C. Angioni and Y.R. Lin-Liu, Phys. Plasmas **6**, 2834 (1999).
- [81] K. Matsuda, IEEE Trans. Plasma Sci. **17**, 6 (1989).
- [82] Y. Camenen, A. Pochelon, F. Hofmann, C. Angioni, T.P. Goodman, M.A. Henderson, P. Nikkola, L. Porte and O. Sauter, in *Proc. of 12th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Heating*, p. 407, Aix-en-Provence, France, 2002.
- [83] F. Ryter, C. Angioni, M. Beurskens, S. Cirant, G.T. Hoang, G.M.D. Hogeweij, F. Imbeaux, A. Jacchia, P. Mantica, W. Suttrop and G. Tardini, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, A323 (2001).
- [84] R.H. Cohen, Phys. Fluids **30**, 2442 (1987).
- [85] R.W. Harvey and M.G. McCoy, in *Proc. of the IAEA Tech. Committee Meeting on Advances in Simulation and Modelling of Thermonuclear Plasmas*, Montreal, Canada, 1992.
- [86] N.J. Fisch, Phys. Fluids **28**, 245 (1985).
- [87] P. Blanchard, S. Alberti, S. Coda, H. Weisen, P. Nikkola and I. Klimanov, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 2231 (2002).
- [88] P. Blanchard, *Etudes du rayonnement suprathermique émis lors du chauffage cyclotronique électronique du plasma du tokamak TCV*, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Thèse n°2606, LRP 729/02, 2002.
- [89] F. Ryter, G. Tardini, F. de Luca, H.-U. Fahrbach, F. Imbeaux, A. Jacchia, K.K. Kirov, F. Leuterer, P. Mantica, A.G. Peeters, G. Pereverzev, W. Suttrop and ASDEX Upgrade Team, Nucl. Fusion **43**, 1396 (2003).
- [90] A. Pochelon, Y. Camenen, R. Behn, A. Bortolon, A. Bottino, S. Coda, B.P. Duval, E. Fable, T. M. J.-M. Moret, A. Mück, E. Nelson-Melby, L. Porte, F. Ryter, O. Sauter, A. Scarabosio, G. Zhuang and TCV Team, in *Proc. of the 19th IAEA Fusion Energy Conference*, EX/9-1, Vilamoura, Portugal, 2004.
- [91] Y. Camenen, A. Pochelon, A. Bottino, S. Coda, F. Ryter, O. Sauter, R. Behn, T.P. Goodman, M.A. Henderson, A. Karpushov, L. Porte and G. Zhuang, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 1971 (2005).
- [92] A. Zabolotsky, H. Weisen and TCV team, Plasma Phys. Control. Fusion **48**, 369 (2006).
- [93] Y. Camenen, A. Pochelon, F. Ryter and S. Coda, in *Proc. of the IAEA Technical Meeting on ECRH physics and technology for ITER*, Kloster Seeon, Germany, 2003.
- [94] F. Ryter, C. Angioni, A.G. Peeters, F. Leuterer, H.-U. Fahrbach and W. Suttrop, Phys. Rev. Lett. **95**, 085001 (2005).
- [95] F. Imbeaux, F. Ryter and X. Garbet, Plasma Phys. Control. Fusion **43**, 1503 (2001).

- [96] C.C. Petty, T.C. Luce, K.H. Burrell, S.C. Chiu, J.S. de Grassie, C.B. Forest, P. Gohil, C.M. Greenfield, R.J. Groebner, R.W. Harvey, R.I. Pinsker, R. Prater, R.E. Waltz, R.A. James and D. Wròblewski, *Phys. Plasmas* **2**, 2342 (1995).
- [97] C.C. Petty, J.E. Kinsey and T.C. Luce, *Phys. Plasmas* **11**, 1011 (2004).
- [98] X. Garbet, P. Mantica, F. Ryter, G. Cordey, F. Imbeaux, C. Sozzi, A. Manini, E. Asp, V. Parail and R. Wolf, *Plasma Phys. Control. Fusion* **46**, 1351 (2004).
- [99] C. Angioni, A.G. Peeters, G.V. Pereverzev, F. Ryter and G. Tardini, *Phys. Plasmas* **10**, 3225 (2003).
- [100] C. Angioni, A.G. Peeters, F. Ryter, F. Jenko, G.D. Conway, T. Dannert, H.U. Fahrback, M. Reich, W. Suttrop and L. Fattorini, *Phys. Plasmas* **12**, 040701 (2005).
- [101] F. Jenko, W. Dorland and G.W. Hammett, *Phys. Plasmas* **8**, 4096 (2001).
- [102] R.E. Waltz, G.M. Staebler, W. Dorland, G.W. Hammett, M. Kotschenreuther and J.A. Konings, *Phys. Plasmas* **4**, 2482 (1997).
- [103] A. Bottino, A.G. Peeters, O. Sauter, J. Vaclavik and L. Villard, *Phys. Plasmas* **11**, 198 (2004).
- [104] A.G. Peeters, C. Angioni, M. Apostoliceanu, F. Jenko and F. Ryter, *Phys. Plasmas* **12**, 022505 (2005).
- [105] J.E. Kinsey, R.E. Waltz and J. Candy, *Phys. Plasmas* **13**, 022305 (2006).
- [106] Y.R. Lin-Liu and R.L. Miller, *Phys. Plasmas* **2**, 1666 (1995).
- [107] H. Reimerdes, A. Pochelon, O. Sauter, T.P. Goodman, M.A. Henderson and A. Martynov, *Plasma Phys. Control. Fusion* **42**, 629 (2000).
- [108] A. Martynov, J.P. Graves and O. Sauter, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, 1743 (2005).
- [109] H. Lütjens, A. Bondeson and A. Roy, *Comput. Phys. Commun.* **69**, 287 (1992).
- [110] A. Scarabosio, A. Bortolon, B.P. Duval, A. Karpushov and A. Pochelon, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 663 (2006).
- [111] M.A. Beer, G.W. Hammett, G. Rewoldt, E.J. Synakowski, M.C. Zarnstorff and W. Dorland, *Phys. Plasmas* **4**, 1792 (1997).
- [112] A. Bottino, O. Sauter, Y. Camenen and E. Fable, *Plasma Phys. Control. Fusion* **48**, 215 (2006).

A vous de jouer !

Avant toute chose, j'aimerais souligner les excellentes conditions de travail que j'ai rencontrées au CRPP. Que ce soit au niveau de la compétence du personnel, des moyens mis à disposition ou de l'ambiance de travail, toutes les éléments sont réunis pour pouvoir effectuer un travail de qualité. C'est aussi avec un réel plaisir que j'aimerais exprimer ma gratitude envers toutes les personnes avec qui j'ai partagé ces cinq années de vie à Lausanne. Chacun d'entre vous a apporté sa contribution, directe ou non, à ce travail de thèse et je tiens à vous en remercier vivement. Mais saurez-vous relier les différents éléments de ces remerciements ?

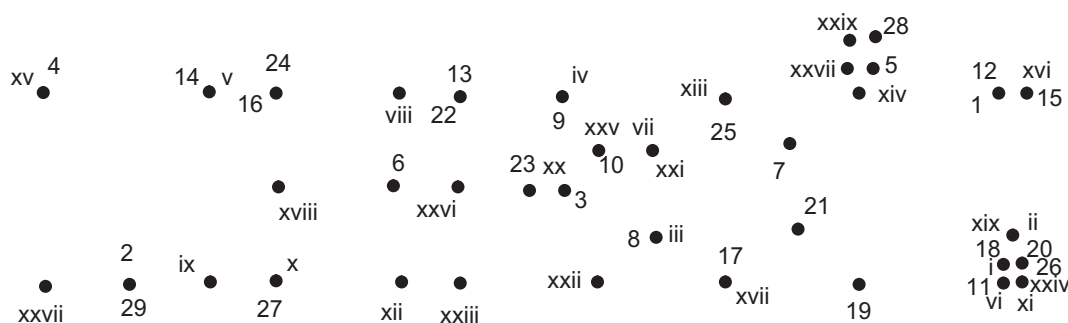


FIG. 7.1 – Relier les points de la liste 1, numérotés de 1 à 29, à ceux de la liste 2, numérotés de i à xxix.

Liste 1 :

1. Antoine
2. François
3. Jury de thèse : Robert Schaller, Antoine Pochelon, Laurent Villard, François Ryter et Tuong Hoang
4. Benoît
5. Ferdinand
6. Alexei S.
7. Pascal
8. Pilou
9. Pierre E.
10. Les services, et en particulier Blaise, Claude, Damien, Frédéric, Guy, Omar, Pascal, Philippe, Pierre, Pierre-François et Xavier
11. Xavier L.

12. Les secrétaires : Bruno, Edith, Elisabeth, Ingrid, Jacqueline, Nadia, Paula et Véronique
13. La direction "de l'époque": Minh Quang Tran et Kurt Appert
14. Les physiciens, et en particulier Antoine, Alexander, Ambrogio, Basil, Bernard, Gilbert, Henri, Jean-Luc, Jean-Marc, Jean-Philippe, Jo, Jon, Laurent, Laurie, Mark, Olivier, Richard, Roland, Stefan, Stefano A., Stefano C., Tim, Yanis et Yves
15. Les doctorants et post-docs, et en particulier Ahmed, Alban, Alberto, Alessandro B., Alessandro M., Alexandra, Alexei, Andrea, Andreas, Andreï, Anja, Anna, Antoine D., Barbora, Ben, Benoît, Christian, Clemente, Duccio, Elina, Emiliano, Francesca, Gianpaolo, Ge, Gennady, Gilles, Hiroyuki, Igor, Ilya, Ivo, Jan, Janos, Karin, Laura, Loïc, Marco, Mario, Mark, Martin, Matthieu, Mélanie, Mikhail, Nicolas, Petri, Paolo A., Paolo B., Patrick, Pavel, Raffaelo, Sébastien, Sergi, Silvano, Simon, Stefan, Sudheer, Sun Hee et Xavier
16. Mes amis proches : Ana, Benoît, Carl, Costanza, Daniel, Eva, Gilles, Gurvan, Matthieu, Max, Michael, Nicolas H., Nicolas J., Pierre, Paul-André, Sara, Stefan M., Stefan D., Tao, Thomy, Valentina et Valérie
17. Mes parents : Françoise et Jean-Yves
18. Le reste de ma famille, et en particulier Aymeric, Dominique, Geneviève, Georges, Graziella, Jean, Jean-François, Luc, Marie, Nolwenn et Saira
19. Costanza
20. Ana
21. Alberto
22. Eva
23. Gilles
24. Sara
25. Antoine, Basil, Jean-Philippe et Olivier
26. Stefan
27. Alessandro
28. Loïc
29. Le serveur IMAP de l'EPFL

Liste 2 :

- i. Des leçons particulières de ski, du ping-pong ou du volley-ball, mais aussi des discussions de psychologie, de physique ou de religion, c'est un grand plaisir de te compter parmi mes amis. Merci !
- ii. Si ces années de thèse furent un réel plaisir, c'est aussi grâce à la formidable équipe de doctorants et post-docs du CRPP. Pouvant toujours compter sur vos conseils avisés concernant la physique, j'ai aussi vécu avec vous des moments inoubliables lors des divers apéros, grillades et sorties festives. Merci !
- iii. J'aimerais tout particulièrement vous remercier pour avoir su éveiller ma curiosité, m'avoir enseigné l'écoute et la joie de vivre, et m'avoir élevé d'une manière à mes yeux exemplaire. Merci pour tout ce que vous avez fait pour moi, c'est à vous deux que cette thèse est dédiée.
- iv. Merci pour avoir mis un peu de la beauté des pays de l'Est dans ma vie.
- v. C'est en ta compagnie et celle d'Antoine que j'ai réalisé mes premières expériences de transport sur TCV. A chacune de nos rencontres, tu as su à la fois me faire profiter de ton expertise dans le domaine et de ta bonne humeur. Un grand merci !
- vi. Merci à ma famille pour m'avoir accompagné et soutenu tout au long de ma vie, avec une pensée toute particulière aux moments de bonheur passés avec mes frère et soeur.
- vii. Merci pour le temps que tu consacres afin que ce grand bâtiment gris ait aussi sa part de vie et de verdure.
- viii. Un merci chaleureux à vous tous, mes amis, pour tous les bons moments partagés pendant cette thèse.
- ix. Pendant ces cinq années de thèse, je n'ai jamais trouvé au CRPP un seul physicien qui, en dépit de sa lourde charge de travail, ne prenne pas le temps de répondre à mes nombreuses questions. Merci à vous tous pour votre disponibilité, ainsi que pour la qualité de vos conseils et enseignements.

- x. Ta joie, ta spontanéité et ton émerveillement pour toute chose ont mis du soleil dans bon nombre de mes journées. Tu fais partie de ces personnes qui ne cesseront jamais d'avancer et ta curiosité, tes questions, ton intérêt m'ont stimulé et fréquemment amené à me remettre en question. Merci pour tout cela et bien plus encore ! C'est aussi toi qui a eu la chance d'être ma colocataire pendant la rédaction de la thèse et je te remercie pour ton soutien.
- xi. Merci pour m'avoir fait découvrir que l'océan Atlantique pouvait être magnifique ailleurs qu'en Bretagne et que la cuisine portugaise est nettement moins grasse que la cuisine espagnole ;-). Merci aussi pour être aussi bondissante et pour tout ce que tu m'as apporté.
- xii. La politique italienne, le Spritz, un Brassens gênois, il radicchio et j'en passe. Merci de m'avoir fait découvrir tant de choses, merci pour ton soutien dans les moments difficiles, mais aussi pour tous les joyeux moments passés ensemble.
- xiii. Je n'oublierai pas les longs moments passés sous TCV, tenant le DMPX à bout de bras, pour tenter de finalement l'enclencher sur son tube de support ! Merci pour ton aide précieuse lors de l'installation et des améliorations successives de ce diagnostique. Travailler à tes côtés fût un réel plaisir.
- xiv. De la foccacia au polpettone, en passant par un gâteau au chocolat si dense qu'il coule probablement dans le mercure, on ne pourra pas dire que tu n'aies pas contribué au bonheur de mes papilles gustatives. Mais ce que nous avons partagé ne s'arrête bien sûr pas là et je tiens à te remercier pour ton amitié et ta présence tout au long de cette thèse.
- xv. Merci pour avoir vaillamment transmis les plus de 6000 courriers électroniques écrits tout au long de cette thèse.
- xvi. Merci pour avoir su partager avec moi ta motivation et ton enthousiasme inépuisables. Merci encore pour l'attention que tu portes à tous ceux qui t'entourent, pour ta grande disponibilité et pour m'avoir guidé et conseillé avec compétence tout au long de cette thèse. Ce que j'ai appris à ton contact est inestimable et je porte désormais en moi une part de toi même. Merci infiniment !
- xvii. Merci avant tout pour ton amitié, mais aussi pour tes explications détaillées sur les codes LORB5 et GLF23 qui m'ont introduit au monde de la simulation de la micro-turbulence du plasma.
- xviii. Merci pour m'avoir initié à la physique des diagnostiques du plasma au cours des multiples séances de démontage-remontage du DMPX, agrémentées de discussions stimulantes sur la vie en Russie.
- xix. Un grand merci pour votre gentillesse et votre efficacité qui rendent les tâches administratives liées à la thèse si légères.
- xx. Merci pour votre aide compétente lors de la mise en place du DMPX, mais aussi pour tout ce que vous faites pour TCV. Sans vous, ce tokamak ne fonctionnerait pas !
- xxi. Merci pour votre relecture attentive du manuscrit et vos commentaires qui en ont grandement amélioré la qualité.
- xxii. Merci pour tes éclairages sur le conflit israélo-palestinien et pour ces délicieuses conversations culinaires.
- xxiii. Merci pour m'avoir donné l'opportunité d'effectuer une thèse au CRPP.
- xxiv. Si les employés du CRPP ont une alimentation plus saine, c'est bien grâce à ta délicieuse huile d'olive. Merci !
- xxv. Merci pour tous les problèmes techniques que tu as résolu sur mon ordinateur et pour l'excellent support informatique que tu effectues au CRPP.
- xxvi. Merci à vous pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, pour la lecture minutieuse du manuscrit et pour ces discussions enrichissantes le jour de l'examen.
- xxvii. Merci pour ton amitié, mais aussi pour m'avoir fait découvrir qu'il est possible d'avoir chez soi plus de 2500 disques de musique classique et avoir pris le temps de m'initier au plaisir d'écouter quelques unes de ces compositions magnifiques.
- xxviii. Merci pour m'avoir fait découvrir les joies de la pétanque !
- xxix. Tu es maintenant à la retraite, mais je me souviens encore du soin et de la patience que tu apportais à la réalisation des plasmas en tant que physicien du jour. Tes nombreuses explications sur l'opération de TCV me furent extrêmement bénéfiques tout au long de la thèse. Merci !

Si nécessaire, vous pouvez aussi consulter la solution. ¹

¹1-xvi, 2-v, 3-xxvi, 4-xxviii, 5-xxix, 6-xviii, 7-xiii, 8-vii, 9-xxv, 10-xx, 11-xxiv, 12-xix, 13-xxiii, 14-ix, 15-ii, 16-viii, 17-iii, 18-vi, 19-xiv, 20-xi, 21-xvii, 22-iv, 23-xxii, 24-x, 25-xxi, 26-i, 27-xii, 28-xxvii, 29-xv

Curriculum Vitae

De nationalité française, je suis né le 18 mars 1979 à Angers dans le Maine-et-Loire. Je commence ma scolarité à l'école primaire d'un village sarthois nommé Pontvallain en 1985. Après avoir regagné la ville d'Angers en septembre 1989, j'entame mes études secondaires au collège François Rabelais et les poursuis au lycée Jean et Auguste Renoir. J'obtiens le baccalauréat général scientifique en 1996, puis effectue deux ans de classes préparatoires aux grandes écoles au lycée Clémenceau de Nantes (filères MPSI et MP*). J'intègre ensuite l'université d'Angers et y suit les cours de licence en Physique et Applications. En 1999, je quitte les bords de Loire pour la région parisienne et poursuis ma formation par une maîtrise de Physique Fondamentale à l'université d'Orsay. L'année suivante, je clos mes études de troisième cycle par un diplôme d'étude approfondi (DEA) en Physique et Technologie des Grands Instruments. À l'issue du stage pratique de DEA effectué au Centre de Recherches en Physique des Plasmas (CRPP) à Lausanne, l'opportunité m'est offerte d'entamer une thèse expérimentale sur le Tokamak à Configuration Variable. J'accepte la proposition et commence en septembre 2001 une thèse consacrée à l'étude du transport d'énergie thermique sous la supervision d'Antoine Pochelon.